This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

+ *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.
+ *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.
+ *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.
+ *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at `http://books.google.com/`

A propos de ce livre

Ceci est une copie numérique d'un ouvrage conservé depuis des générations dans les rayonnages d'une bibliothèque avant d'être numérisé avec précaution par Google dans le cadre d'un projet visant à permettre aux internautes de découvrir l'ensemble du patrimoine littéraire mondial en ligne.

Ce livre étant relativement ancien, il n'est plus protégé par la loi sur les droits d'auteur et appartient à présent au domaine public. L'expression "appartenir au domaine public" signifie que le livre en question n'a jamais été soumis aux droits d'auteur ou que ses droits légaux sont arrivés à expiration. Les conditions requises pour qu'un livre tombe dans le domaine public peuvent varier d'un pays à l'autre. Les livres libres de droit sont autant de liens avec le passé. Ils sont les témoins de la richesse de notre histoire, de notre patrimoine culturel et de la connaissance humaine et sont trop souvent difficilement accessibles au public.

Les notes de bas de page et autres annotations en marge du texte présentes dans le volume original sont reprises dans ce fichier, comme un souvenir du long chemin parcouru par l'ouvrage depuis la maison d'édition en passant par la bibliothèque pour finalement se retrouver entre vos mains.

Consignes d'utilisation

Google est fier de travailler en partenariat avec des bibliothèques à la numérisation des ouvrages appartenant au domaine public et de les rendre ainsi accessibles à tous. Ces livres sont en effet la propriété de tous et de toutes et nous sommes tout simplement les gardiens de ce patrimoine. Il s'agit toutefois d'un projet coûteux. Par conséquent et en vue de poursuivre la diffusion de ces ressources inépuisables, nous avons pris les dispositions nécessaires afin de prévenir les éventuels abus auxquels pourraient se livrer des sites marchands tiers, notamment en instaurant des contraintes techniques relatives aux requêtes automatisées.

Nous vous demandons également de:

+ *Ne pas utiliser les fichiers à des fins commerciales* Nous avons conçu le programme Google Recherche de Livres à l'usage des particuliers. Nous vous demandons donc d'utiliser uniquement ces fichiers à des fins personnelles. Ils ne sauraient en effet être employés dans un quelconque but commercial.

+ *Ne pas procéder à des requêtes automatisées* N'envoyez aucune requête automatisée quelle qu'elle soit au système Google. Si vous effectuez des recherches concernant les logiciels de traduction, la reconnaissance optique de caractères ou tout autre domaine nécessitant de disposer d'importantes quantités de texte, n'hésitez pas à nous contacter. Nous encourageons pour la réalisation de ce type de travaux l'utilisation des ouvrages et documents appartenant au domaine public et serions heureux de vous être utile.

+ *Ne pas supprimer l'attribution* Le filigrane Google contenu dans chaque fichier est indispensable pour informer les internautes de notre projet et leur permettre d'accéder à davantage de documents par l'intermédiaire du Programme Google Recherche de Livres. Ne le supprimez en aucun cas.

+ *Rester dans la légalité* Quelle que soit l'utilisation que vous comptez faire des fichiers, n'oubliez pas qu'il est de votre responsabilité de veiller à respecter la loi. Si un ouvrage appartient au domaine public américain, n'en déduisez pas pour autant qu'il en va de même dans les autres pays. La durée légale des droits d'auteur d'un livre varie d'un pays à l'autre. Nous ne sommes donc pas en mesure de répertorier les ouvrages dont l'utilisation est autorisée et ceux dont elle ne l'est pas. Ne croyez pas que le simple fait d'afficher un livre sur Google Recherche de Livres signifie que celui-ci peut être utilisé de quelque façon que ce soit dans le monde entier. La condamnation à laquelle vous vous exposeriez en cas de violation des droits d'auteur peut être sévère.

À propos du service Google Recherche de Livres

En favorisant la recherche et l'accès à un nombre croissant de livres disponibles dans de nombreuses langues, dont le français, Google souhaite contribuer à promouvoir la diversité culturelle grâce à Google Recherche de Livres. En effet, le Programme Google Recherche de Livres permet aux internautes de découvrir le patrimoine littéraire mondial, tout en aidant les auteurs et les éditeurs à élargir leur public. Vous pouvez effectuer des recherches en ligne dans le texte intégral de cet ouvrage à l'adresse `http://books.google.com`

Curie · Propriétés magnétiques des corps a diverses températures. 1895.

Phys 3507 10

HARVARD COLLEGE LIBRARY

BOUGHT FROM THE INCOME OF THE FUND
BEQUEATHED BY
PETER PAUL FRANCIS DEGRAND
(1787-1855)
OF BOSTON

FOR FRENCH WORKS AND PERIODICALS ON THE EXACT SCIENCES
AND ON CHEMISTRY, ASTRONOMY AND OTHER SCIENCES
APPLIED TO THE ARTS AND TO NAVIGATION

A. N° 224
d'ordre
880.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES,

PAR

M. P. CURIE.

1re THÈSE. — PROPRIÉTÉS MAGNÉTIQUES DES CORPS A DIVERSES TEMPÉRATURES.

2e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 1er mars 1895, devant la Commission d'Examen :

MM. LIPPMANN, *Président*.
HALLER, *Examinateurs*.
ROUTY,

PARIS,
GAUTHIER-VILLARS ET FILS, IMPRIMEURS-LIBRAIRES
DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,
Quai des Grands-Augustins, 55.

1895.

RIE A, N° 224.
N° D'ORDRE
840.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES,

PAR

M. P. CURIE.

1re THÈSE. — PROPRIÉTÉS MAGNÉTIQUES DES CORPS A DIVERSES TEMPÉRATURES.

2e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 6 mars 1895, devant la Commission d'Examen.

MM. LIPPMANN, *Président.*
HAUTEFEUILLE, } *Examinateurs.*
BOUTY, }

PARIS,
GAUTHIER-VILLARS ET FILS, IMPRIMEURS-LIBRAIRES
DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,
Quai des Grands-Augustins, 55.

1895

T'hyp 3507.10

ACADÉMIE DE PARIS.

FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS.

	MM.	
Doyen	DARBOUX, Professeur...	Géométrie supér.
Professeurs honoraires	PASTEUR.	
	DUCHARTRE.	
Professeurs	DE LACAZE-DUTHIERS.	Zoologie, Anatomie. Physiol. comparée.
	HERMITE	Algèbre supérieure.
	TROOST	Chimie.
	FRIEDEL	Chimie organique.
	TISSERAND	Astronomie.
	LIPPMANN	Physique.
	HAUTEFEUILLE	Minéralogie.
	BOUTY	Physique.
	APPELL	Mécanique rationn.
	DUCLAUX	Chimie biologique.
	BOUSSINESQ	Mécanique phys. et expérimentale.
	PICARD	Calcul différentiel et Calcul intégral.
	POINCARÉ	Calcul des probabilités, Physique mathématique.
	Yves DELAGE	Zoologie, Anatomie, Physiol. comparée.
	BONNIER	Botanique.
	DASTRE	Physiologie.
	DITTE	Chimie.
	MUNIER-CHALMAS	Géologie.
	GIARD	Évolution des êtres organisés.
	WOLF	Astronomie.
Professeurs adjoints	CHATIN	Zoologie, Anatomie, Physiol. comparée.
	JOLY	Chimie.
	PELLAT	Physique.
Secrétaire	FOUSSEREAU.	

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS ET FILS,
21730 Quai des Grands-Augustins, 55.

HARVARD COLLEGE
FEB 2 1940
LIBRARY
Degrand fund

A

MONSIEUR SCHÜTZENBERGER,

MEMBRE DE L'INSTITUT.

Hommage respectueux et affectueux.

P. CURIE.

PREMIÈRE THÈSE.

PROPRIÉTÉS MAGNÉTIQUES

DES

CORPS A DIVERSES TEMPÉRATURES [1].

INTRODUCTION.

Les corps se divisent, au point de vue de leurs propriétés magnétiques, en trois groupes distincts :

1° Les corps *diamagnétiques*, qui comprennent le plus grand nombre des corps simples et composés;

2° Les corps *faiblement magnétiques*, parmi lesquels se trouvent l'oxygène, le bioxyde d'azote, le palladium, le platine, le manganèse, enfin les sels de manganèse, de fer, de nickel, de cobalt, de cuivre, de didyme;

3° Les corps *ferro-magnétiques*, qui comprennent le fer, le nickel, le cobalt, la magnétite (Fe^3O^4) et encore l'acier, la fonte et divers alliages.

A première vue, ces trois groupes sont absolument tranchés; cette séparation supporte-t-elle un examen plus approfondi? Existe-t-il des transitions entre ces groupes? S'agit-il de phénomènes entièrement différents,

[1] Les résultats généraux de ce travail ont été déjà publiés dans les *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXV, p. 805 et 1293. 1892; t. CXVI, p. 136, 1893; t. CXVIII, p. 337, 796 et 1134, 1894.

ou avons-nous affaire seulement à un phénomène unique plus ou moins déformé? Ces questions préoccupaient beaucoup Faraday qui y revient souvent dans ses Mémoires. On lui doit sur ce sujet une expérience importante : On savait depuis fort longtemps que le fer perd à la chaleur rouge ses propriétés magnétiques. Faraday a montré qu'aux températures élevées le fer reste encore magnétique, bien que faiblement. Un même corps peut donc appartenir successivement au troisième et au second groupe.

Indépendamment de toute théorie, on sent qu'un phénomène est connu dans les grandes lignes lorsque nos connaissances forment un tout continu, lorsque nous pouvons, entre deux cas donnés, imaginer toute une série de cas intermédiaires aussi rapprochés que l'on voudra. On n'en est pas encore là pour les phénomènes magnétiques, et l'on doit faire de nouvelles expériences.

Pour résoudre le problème, il faut, je pense, étudier les propriétés magnétiques de divers corps dans des conditions aussi différentes que possible de température, de pression, d'intensité de champ magnétique. Je me suis proposé dans ce travail de faire varier la température dans des limites très étendues, et je suis parvenu à étudier certains corps depuis la température ambiante jusqu'à 1370°.

J'ai étudié à diverses températures, parmi les corps diamagnétiques : l'eau, le sel gemme, le chlorure de potassium, le sulfate de potasse, l'azotate de potasse, le quartz, le soufre, le sélénium, le tellure, l'iode, le phosphore, l'antimoine et le bismuth; parmi les corps faiblement magnétiques : l'oxygène, le palladium, le sulfate de fer; parmi les corps ferro-magnétiques : le fer, le nickel, la magnétite et la fonte.

Mes expériences n'ont amené aucun rapprochement entre les propriétés des corps diamagnétiques et celles des corps paramagnétiques, et les résultats sont favorables

aux théories qui attribuent le magnétisme et le diamagnétisme à des causes de natures différentes.

Au contraire, les propriétés des corps ferro-magnétiques et celles des corps faiblement magnétiques sont reliées intimement. Un corps ferro-magnétique se transforme progressivement, quand on le chauffe, en corps faiblement magnétique et l'on peut donner une image générale des phénomènes en remarquant que la façon dont l'intensité d'aimantation varie sous l'influence de la température et de l'intensité du champ magnétisant rappelle la façon dont la densité d'un fluide varie sous l'influence de la température et de la pression.

Bien que ce travail comporte un nombre considérable de mesures, il doit surtout être considéré comme une recherche d'investigation générale. Les mesures ne sont pas très précises, l'incertitude des coefficients d'aimantation déterminés est, en effet, de l'ordre de grandeur de 1 à 2 pour 100, même au point de vue des valeurs relatives. Enfin, j'ai pu examiner assez complètement les propriétés magnétiques de quelques corps, mais l'étude de plusieurs autres a été à peine ébauchée, et les nombres que j'ai déterminés pour ceux-ci doivent être considérés comme le résultat d'une simple reconnaissance destinée à rendre compte de la manière générale dont ils se comportent au point de vue de leurs propriétés magnétiques lorsque la température varie.

La variation du coefficient d'aimantation des corps diamagnétiques avec la température n'avait été l'objet jusqu'ici d'aucune étude systématique, cependant Plucker [1] avait remarqué que, lorsque la température augmente, le diamagnétisme de la stéarine, du soufre et du mercure reste invariable, tandis que le diamagnétisme du bismuth diminue.

---

[1] WIEDEMANN, *Traite d'Électricité et de Magnétisme.*

Les sels magnétiques ont été l'objet d'une étude de Wiedemann; il est arrivé à cette conclusion importante que leur coefficient d'aimantation diminue quand la température augmente et que le coefficient de variation est le même pour tous les sels magnétiques. Ce coefficient a une valeur absolue voisine de celle du coefficient de dilatation des gaz. M. Plessner a repris le travail de Wiedemann et il est arrivé aux mêmes conclusions (1).

Rowland, en 1874, a étudié la susceptibilité du nickel, du cobalt et du fer à 0° et à 230°. Il a montré que la susceptibilité du nickel diminue lorsque la température augmente et que le champ magnétique est intense et commence au contraire par augmenter en même temps que la température lorsque le champ est faible.

M. Bauer, en 1880, et M. Berson (2) ont repris cette question. M. Berson a construit les courbes de l'intensité d'aimantation d'un barreau de nickel jusqu'à la température de 340° à laquelle cette intensité d'aimantation tombe à des valeurs extrêmement faibles.

M. Ledeboer (3) a étudié, jusqu'à la température de transformation magnétique, l'induction dans un barreau de fer par une méthode élégante, fondée sur la mesure du coefficient de self-induction d'une bobine dont le barreau de fer constitue le noyau. Il chauffait le morceau de fer dans l'intérieur de la bobine à l'aide d'un courant électrique, et mesurait la température avec un couple Le Chatelier. La bobine était préservée de l'échauffement par un courant d'eau. Nous avons, dans notre travail, utilisé ces excellents procédés de chauffage et d'évaluation des températures. Le courant électrique permet de porter une

---

(1) WIEDEMANN, *Traité d'Électricité* et *Pogg. Ann.*, t. CXXVI, p. 1; 1865. — PLESSNER, *Wiedemann*, t. XXXIX, p. 336; 1890.

(2) EWING, *Magnetic induction*, p. 163. — BERSON, *Journal de Physique*, p. 437; 1886.

(3) *Journal de Physique*, 2e série, t. VII, p. 199; 1888.

partie inaccessible d'un appareil délicat à des températures très élevées ; toute autre méthode ne saurait résoudre un pareil problème.

M. Hopkinson a fait un travail considérable sur les propriétés des corps ferro-magnétiques jusqu'à leur température de transformation. Il a étudié le fer, le nickel, l'acier et toute une série d'alliages de fer et nickel ou de fer et manganèse qui lui ont donné des résultats inattendus (1).

M. Hopkinson a étudié les propriétés du fer et du nickel jusqu'à leur transformation magnétique (vers 770° pour le fer et 340° pour le nickel); il a fait une étude détaillée des phénomènes, et il n'y aurait pas eu d'intérêt à reprendre pour ces corps un pareil travail, si ce n'eût été pour étendre les limites de champs et de températures entre lesquelles il avait opéré. M. Hopkinson avait utilisé des champs magnétisants variant de 2 à 40 unités: j'ai pu me servir de champs variant de 25 à 1350 unités et j'ai pu suivre les propriétés du fer après sa transformation magnétique jusqu'à 1370°; enfin, je me suis attaché à analyser la nature des phénomènes aux températures où se produit la transformation.

Le fer passe encore, quand on le chauffe, par d'autres transformations qui ont été signalées par un grand nombre d'observateurs et dont l'étude a une grande importance au point de vue de la métallurgie du fer. Nos expériences sur le magnétisme sont venues joindre leur témoignage à ceux qu'avaient donnés d'autres propriétés physiques, et

---

(1) *Philos. Trans.*, p. 443 (fer); 1889. — *Proceed. R S.*, t. XLIV, p. 317 (nickel); 1888. — *Proceed. R. S.*; 1889, 1890. — M. Hopkinson a trouvé que le ferro-nickel à 25 pour 100 de nickel était faiblement magnétique à la température ambiante; refroidi à — 40°, il devient ferro-magnétique et conserve cette propriété lorsqu'il revient à la température ambiante. Pour ramener le ferro-nickel à l'état primitif, il faut chauffer au-dessus de 600°.

ce témoignage est singulièrement probant, parce que les propriétés magnétiques éprouvent des perturbations considérables lorsque le fer se transforme (¹).

Ce travail a été exécuté à l'École de Physique et de Chimie industrielle, où j'ai trouvé toutes les facilités pour le mener à bien. Je tiens à remercier bien sincèrement M. Schützenberger, directeur de l'École, et M. le professeur Dommer, dans le laboratoire duquel j'ai travaillé; je suis aussi fort reconnaissant envers M. le professeur Baille et M. Ferry, chef des travaux, qui m'ont prêté l'électro-aimant qui m'a servi dans ces expériences pendant plusieurs années.

CHAPITRE I.

DISPOSITION DES EXPÉRIENCES.

Méthodes de mesure. — La méthode que j'ai utilisée ne diffère pas en principe de celles qui ont été employées par Becquerel et Faraday. Le corps est placé dans un

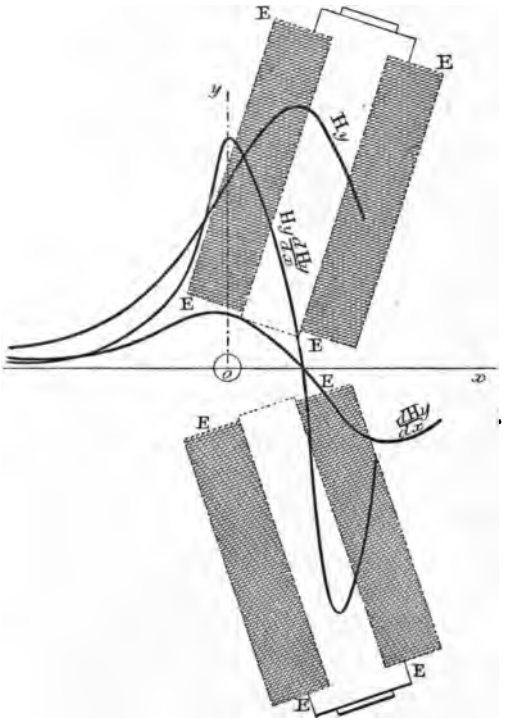
---

(¹) Les recherches de M. Osmond sur les transformations du fer et du carbone sont aujourd'hui classiques (Osmond, *Mémorial de l'Artillerie de Marine*, 1888). Cette question a été l'objet d'un grand nombre de Mémoires : Gore (*Variations de longueur avec température*) *Proceed. of the Royal Soc.*, 1889. — Barett (*Récalescence*), *Philos. Mag.*, t. XLVI, p. 473; 1873. — Tait (*Propriétés thermo-électriques*), *Royal Soc. Edimb.*, t. XXVII, p. 125. — Pionchon, Thèse. Paris, 1886, *Mesures calorimétriques*. — *Journal de Physique*, p. 269; 1887. —H. Le Chatelier (*Propriétés thermo-électriques*), *Bull. Soc. Chim.*, 1886, t. XLV, p. 482. — Kohlraush, *Wiedemann Ann.*, t. XXXIII; 1888, *Variations de résistance électrique*. — Hopkinson (*Variations de resistance électrique*), *Philos. Trans.*, p. 443; 1889.— H. Le Chatelier (*Résistance électrique*), *Journal de Physique*, t. VII, p. 199; 1891. — Ball (*Effet de la trempe*), *Proceeding of the iron and Steel Institute*, t. I, 1890 et t. I, 1891. — Arnold (*Structure au microscope. Vitesse de refroidissement*), *Proceeding of the Iron and Steel Institute*, mai 1894.— Charpy (*Essais de traction*), *Comptes rendus*, t. II de 1893, 19 février, 16 avril et 4 juin 1894. — Hadfield, *Iron and Steel Institute*, mai 1894.

champ magnétique qui n'est pas uniforme et l'on mesure la force résultant des actions magnétiques en utilisant la torsion d'un fil.

FEEE (*fig.* 1) représentent les bras horizontaux d'un

Fig. 1.



électro-aimant de Faraday. Les axes de ces deux bras forment un certain angle. On place le corps en un certain point O de la ligne Ox, intersection du plan horizontal passant par les axes des bras de l'électro-aimant (plan de la *fig.* 1) et du plan de symétrie vertical. Lorsque l'électro-aimant est excité, la force agissante f est dirigée suivant Ox.

Désignons par H_y l'intensité du champ magnétique en O. Ce champ est dirigé par raison de symétrie suivant Oy normal à Ox. Soient I *l'intensité d'aimantation spécifique* (c'est-à-dire le moment magnétique divisé par la masse) et M la masse du corps, on a

$$f = MI\frac{dH_y}{dx}.$$

Les expériences étaient surtout disposées pour l'étude des corps diamagnétiques ou faiblement magnétiques. La force démagnétisante provenant de l'aimantation du corps est alors insignifiante et, si l'on désigne par K *le coefficient d'aimantation spécifique,* on a

$$I = KH_y$$

et

$$f = MKH_y\frac{dH_y}{dx}.$$

On choisit, pour placer le centre de figure du corps le long de Ox, le point O pour lequel le produit $H_y\frac{dH_y}{dx}$ passe par un maximum. Pour la plupart des corps étudiés K est en effet constant; la force f est alors proportionnelle au produit ci-dessus : elle passe donc par un maximum au point O. Cette position du corps offre, au point de vue pratique, plusieurs avantages. On peut en effet prendre des corps assez volumineux et les déplacer de plusieurs millimètres suivant Ox sans que la force agissante soit sensiblement différente de ce qu'elle serait si le corps était concentré en O. On peut aussi se contenter d'un réglage approximatif suivant Ox pour la position initiale du corps. Enfin on peut, en faisant usage de la balance de torsion, laisser, sans inconvénient, le corps se déplacer suivant Ox lorsqu'on établit le champ. On évalue ensuite la grandeur des déplacements sans être obligé de ramener le corps à sa position initiale.

Les courbes de la *fig.* 1 sont obtenues en portant en ordonnées à partir de Ox des valeurs de H_y, $\frac{dH_y}{dx}$ et $H_y \frac{dH_y}{dx}$ aux divers points de Ox. On a commencé par construire ces courbes par une étude préliminaire de l'état du champ; puis, le point O une fois choisi, on a pu vérifier, par des mesures d'attraction magnétique, que la force passait par un maximum dans cette région du champ.

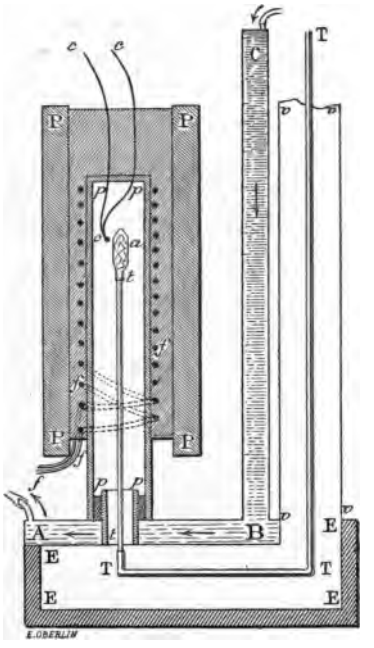
Le corps est le plus souvent placé en petits fragments dans une ampoule de verre, de porcelaine ou de platine; il fait partie d'un équipage mobile soutenu par un fil dont la torsion est utilisée dans les mesures. La direction du fil vient percer le plan horizontal de la *fig.* 1 en un point situé sur la ligne Oy normale à Ox à $5^{cm},42$ du point O dans notre appareil. L'ampoule se déplace donc suivant Ox en tournant autour du fil. Les déplacements utilisés ont toujours été fort petits et n'ont jamais dépassé $0^{cm},15$.

Appareil de chauffage. — Il s'agit de mesurer les attractions et les répulsions exercées sur le corps, tout en le maintenant à diverses températures. A cet effet, l'ampoule *a* (*fig.* 2) est placée dans un petit four en porcelaine que l'on peut chauffer à l'aide d'un courant électrique. Ce mode de chauffage est le seul praticable, étant donné la situation inaccessible de l'ampoule placée entre les branches d'un électro-aimant et soutenue par l'équipage mobile d'une balance de torsion.

Pour construire le four, on prend un premier tube de porcelaine réfractaire *pppp* fermé à la partie supérieure. Sur ce tube, de 12^{cm} de hauteur environ, on enroule (en fil double pour éviter toute action magnétique) un fil de platine de $\frac{7}{10}$ à $\frac{9}{10}$ de millimètre de diamètre et de quelques mètres de longueur. Les fils de la double spirale ne se touchent pas et, pour maintenir avec certitude leur écartement, on commence par remplir les intervalles, puis par recouvrir les spires elles-mêmes par une faible

couche de pâte de kaolin; on chauffe le fil par le courant, le kaolin durcit, se fendille, mais devient adhérent au tube de porcelaine, et l'on est sûr ensuite que les fils ne pourront plus se déranger. On place un deuxième tube de porcelaine PPPP de plus grand diamètre autour du premier, et l'intervalle entre les deux

Fig. 2.



a, ampoule contenant le corps à étudier. — *tt*, tige de porcelaine soutenant l'ampoule. — TTT, tube métallique formant charpente et faisant partie de l'équipage mobile de la balance de torsion. — *ppp*, PPP, four en porcelaine. — *fff*, fil de platine pour le courant qui sert à chauffer le four. — *ccc*, couple Le Chatelier. — ABC, écran à circulation d'eau. — EEE et *vvv*, caisse en bois et tube de verre pour protéger des courants d'air.

tubes est rempli de pâte de kaolin ou de magnésie calcinée. On garantit ainsi partiellement le four contre le refroidissement de l'extérieur.

On évalue la température à l'aide d'un couple Le Chate-

lier *ccc*, dont la soudure est placée à la hauteur de l'ampoule. Le fond du tube *pppp* est percé de deux petits trous par lesquels passent les fils du couple. L'ampoule A est soutenue par une tige de verre ou de porcelaine *tt*; cette tige sort du four par un trou sans toucher aux parois. La tige *tt* vient s'emmancher à l'extrémité du tube métallique TTT, qui constitue une sorte de charpente faisant partie de l'équipage mobile de la balance de torsion. Il est indispensable que le trou nécessaire pour la sortie de la tige de l'ampoule soit situé à la partie inférieure du four, sinon l'air chaud, plus léger, s'échapperait constamment et déterminerait des courants d'air, des remous qui rendraient toute mesure impossible (1).

Lorsque l'on opère à une température élevée, on préserve de l'échauffement l'électro-aimant et la cage de la balance de torsion à l'aide d'écrans métalliques à double parois et à circulation d'eau continue CBA.

La caisse en bois EEE et le tube *vvv* protègent la tige TTT contre les courants d'air venant de l'extérieur.

Il faut environ 1500 watts pour arriver à maintenir vers 1350° un volume de 14^{cc} environ à l'intérieur du four. Le four a tendance à être plus chaud à la partie supérieure qu'à la partie inférieure; on remédie d'avance en partie à ce défaut en mettant les spires du fil de platine plus serrées à la partie inférieure (2).

Le four, arrivé à un certain état d'équilibre de température, peut être maintenu dans cet état aussi longtemps

(1) Nous avons emprunté à M. Blondlot la disposition expérimentale qui consiste à ouvrir un four par la partie inférieure pour éviter les courants d'air. BLONDLOT, *Journal de Physique*, t. VI, p. 109 (*Conductibilité de l'air chaud*).

(2) On arriverait peut-être à une température uniforme en divisant en deux circuits le fil de platine; l'un des circuits chaufferait le bas du tube, l'autre le haut, et l'on pourrait, par une dérivation sur le fil du haut, régler le meilleur rapport à adopter entre les intensités de courant dans les deux circuits.

que l'on voudra, chaque portion du four demeurant à température constante à $\frac{1}{10}$ de degré près. Il suffit pour cela qu'un observateur agisse sur un rhéostat tout en regardant constamment les indications du couple mis en relation avec un galvanomètre suffisamment sensible. L'observateur peut facilement corriger les petites variations qui tendent à se produire. C'est là un des principaux avantages des méthodes de chauffage par courant électrique. Bien entendu, on peut seulement maintenir la température constante à $\frac{1}{10}$ de degré près dans chaque partie du four; mais la température n'est pas parfaitement uniforme, et on ne la connaît guère qu'à 10° ou 20° près lorsqu'elle est très élevée.

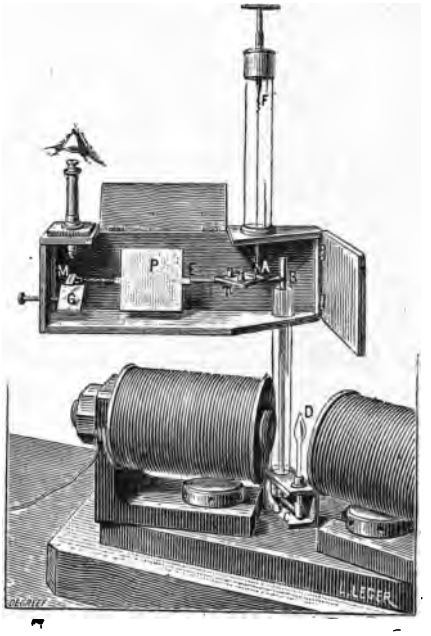
Équipage mobile (représenté *fig.* 3 dans sa boîte, le four électrique est retiré). — L'équipage mobile accroché après le fil de torsion FA se compose essentiellement d'une charpente en cuivre EABC, qui soutient d'un côté l'ampoule D, du côté opposé une grande palette P verticale d'aluminium, servant d'amortisseur, et une aiguille portant à son extrémité un micromètre M. Un microscope fixe, muni d'un réticule, est braqué sur le micromètre, dont les déplacements permettent d'évaluer ceux de l'ampoule. Près du crochet de suspension A, l'équipage mobile a encore une plate-forme horizontale π en cuivre, sur laquelle se trouvent deux poids en cuivre; en déplaçant ces poids sur la plate-forme, on parvient toujours à établir l'équilibre, quel que soit le poids de l'ampoule.

La portion AM de la charpente est dans le plan vertical, passant par le fil et l'ampoule, plan qui a sa trace suivant Oy (*fig.* 1).

La charpente ABC (*fig.* 3), qui soutient l'ampoule, a une forme un peu compliquée. Cela provient de diverses causes : il faut d'abord, pour la stabilité de l'équipage, que le crochet de suspension en A soit dans un plan horizontal plus élevé que celui de l'ampoule; de plus, l'ampoule, nous l'avons vu, doit être soutenue par en dessous, d'où la forme en U de l'extrémité de la

charpente en C (*fig.* 3) ou TTT*tt* (*fig.* 2). Enfin, il faut éviter autant que possible que la branche descendante de la charpente BC (*fig.* 3) soit sous l'influence des forces magnétiques, et pour cela il faut éloigner notablement cette branche de l'électro-aimant. C'est dans ce but que la portion AB s'écarte d'abord horizontalement du plan vertical passant par le fil et l'ampoule. BC est

Fig. 3.



vertical, un bras horizontal en C ramène la charpente dans le plan vertical en question; mais cette branche est bien en dessous du champ et l'électro-aimant n'a pas non plus sur elle une action sensible.

La palette verticale P, en aluminium (*fig.* 3), a une surface de 40^{cm^2}; néanmoins, elle ne suffirait pas, à l'air libre, pour amortir les oscillations; pour augmenter l'amortissement, on place de part et d'autre de la palette, à quelques millimètres, deux plateaux fixes en aluminium (non représentés sur la figure) parallèles à la palette et ayant environ les mêmes dimensions. Lorsque la palette s'approche de l'un des plateaux et s'éloigne de l'autre,

les variations de pression temporaires dans l'air suffisent pour amortir les mouvements de l'équipage.

L'équipage mobile tout entier est entièrement abrité des courants d'air par une boîte en bois tapissée d'étain intérieurement. L'étain, la charpente et toutes les pièces métalliques de l'instrument sont reliés métalliquement à la terre pour éviter les effets qui pourraient résulter des charges électriques accidentelles.

Mesure des déplacements de l'ampoule. — Les déplacements de l'ampoule se déduisent de ceux du micromètre. Les distances à l'axe de rotation du centre de l'ampoule et du micromètre sont respectivement $5^{cm},24$ et $24^{cm},8$. Le micromètre obtenu par un procédé photographique porte 400 divisions; chaque division a une longueur de $0^{cm},00252$ ($\frac{1}{40}$ de millimètre environ). Les lectures sont exactes sans correction (l'erreur maximum dans la position des traits est inférieure aux erreurs de lecture). Enfin on peut apprécier avec certitude $\frac{1}{5}$ de division, ce qui correspond à 1 micron de déplacement pour l'ampoule.

Fils de torsions. — Trois fils différents sont employés dans les mesures. Ces trois fils permettent de changer, dans le rapport de 1 à 3,6 et à 42,8, le couple correspondant à une division du micromètre. On peut donc faire varier la sensibilité dans d'assez larges limites en substituant simplement les fils l'un à l'autre. Les fils (1) et (2) sont en platine recuit, le fil (3) est en laiton.

On détermine les couples par unité d'angle, par la méthode dynamique, en mesurant les durées d'oscillations avec des masses de moment d'inertie connu. On emploie pour cela trois cylindres en cuivre, allongés suivant l'axe, soigneusement travaillés et dont les dimensions et le poids ont été déterminés avec précision. Les cylindres ont leur axe bien horizontal, ils sont suspendus par le milieu de leur longueur pendant les mesures de durées d'oscillations; un miroir léger permet d'utiliser les lectures optiques et d'employer des oscillations d'amplitude très petite. Les cylindres avaient 16^{cm} de long et respectivement des masses de 30^{gr}, 50^{gr} et 100^{gr} environ. Les moments d'inertie étaient respectivement de 30313, 53236, 108770 en unités C.G.S. L'équipage mobile de notre appareil avait une masse variant de 50^{gr} à 100^{gr}. C'est donc aux résultats obtenus avec les deux dernières masses que nous avons donné la préférence. Les couples sont exprimés en unités C.G.S.

Fils.	Diamètre environ.	Longueur utile.	Couple cylindre de 30gr.	Couple cylindre de 50gr.	Couple cylindre de 100gr.	f.
	cm	cm				
(1)....	0,15	22,4	144,0	144,4	144,6	0,00280
(2)....	0,20	18,1	529,0	526,6	527,5	0,01022
(3)....	0,40	20,2	640,7	618,1	619,0	0,1197

Les résultats obtenus avec les fils (1) et (2) sont très satisfaisants; la durée d'oscillation était la même, quelle que fût l'amplitude. Les expériences avec le fil de cuivre (3), de gros diamètre, n'ont donné des résultats réguliers qu'en employant des oscillations très petites. Avec des amplitudes plus grandes, le décrément était plus fort que pour les petites oscillations.

La dernière colonne donne la force en dynes (agissant sur l'ampoule) nécessaire pour obtenir une division de déviation du micromètre. On peut, dans de bonnes conditions, apprécier des forces cinq fois plus faibles. A 1300°, avec le fil (2), on peut encore faire des mesures à une division près, c'est-à-dire que l'on peut encore évaluer, avec une précision de l'ordre de grandeur des $\frac{1}{100}$ de milligramme, les forces qui agissent sur un corps placé dans le four à cette température élevée. On a $f = \frac{cd}{l\mathrm{L}}$, c étant le couple de torsion par unité d'angle, d la longueur d'une division du micromètre (0,00252), l la distance du centre de l'ampoule à l'axe de rotation (5cm,42), L la distance du micromètre à l'axe de rotation (24c,0).

Réglage de la position de l'ampoule. — On a choisi un point déterminé dans le champ pour placer le centre de figure de l'ampoule. Pour retrouver à coup sûr la position de ce point, on a construit une petite planchette qui vient s'emmancher exactement sur les extrémités libres des bras de l'électro-aimant; des repères permettent de placer cette planchette horizontalement; elle est alors dans le plan de la *fig.* 1. La planchette est percée d'un trou circulaire d'un diamètre un peu plus grand que celui de l'ampoule et dont le centre est exactement au point o choisi. Le réglage de l'instrument est alors facile : le four étant retiré, on déplace les poids sur la plate-forme de l'équipage mobile jusqu'à ce que l'ampoule soit au milieu du trou de la planchette, l'équipage étant parfaitement libre et équilibré. On retire ensuite la planchette et on recouvre l'ampoule avec le four. Dans une étude préalable, on a déterminé la distance entre le fil de sus-

pension de l'équipage et un autre fil vertical passant par le centre du trou de la planchette mise en place sur l'électro-aimant; c'est la distance $l = 5^{cm},42$ dont il est question plus haut.

Mesure de l'intensité du champ magnétique. — Dans une étude préalable, on étudie l'intensité du champ au point choisi pour les mesures, en fonction de l'intensité du courant circulant dans l'électro-aimant; mais on sait que le champ n'a une valeur définie, pour un courant donné, que si l'on spécifie exactement la loi de variation de l'intensité du courant. Aussi, après avoir désaimanté une fois pour toutes l'électro-aimant par la méthode des renversements successifs avec courants décroissants, on s'astreint à constamment faire varier le courant dans le fil d'une façon cyclique toujours la même. Le courant passe toujours graduellement de — 8 ampères à + 8 ampères, puis de + 8 ampères à — 8 ampères. De la sorte, le champ est défini par l'intensité du courant, pourvu que l'on indique si l'on est dans la période croissante ou dans celle décroissante.

A vrai dire, cette méthode, qui consiste à définir l'intensité du champ par le courant circulant dans les bobines de l'électro-aimant est encore, même employé rationnellement, fort critiquable. Elle serait inadmissible pour des mesures un peu précises. On sait, en effet, que les trépidations jouent un rôle dans l'aimantation du fer tant qu'il n'est pas saturé, et il est certain que l'on n'a jamais deux fois de suite rigoureusement la même aimantation en répétant les cycles; mais, pour des mesures d'investigation générale, avec une précision de 1 à 2 pour 100 pour les mesures, il n'y a aucun danger à employer ce procédé, qui a l'avantage d'être fort pratique lorsque l'on a à exécuter un grand nombre d'expériences. Du reste, en faisant plusieurs mesures, les erreurs accidentelles dues aux trépidations disparaissent dans les moyennes.

Pour déterminer l'intensité du champ, on a employé la méthode de Weber : on retourne face pour face une bobine dont le plan des spires est normal au champ. La bobine est dans le circuit d'un galvanomètre balistique, qui permet d'évaluer le courant induit. On se sert d'un galvanomètre Thomson, étalonné et placé très loin de l'électro-aimant.

La bobine est seulement composée de quelques spires roulées sur un cylindre de bois de diamètre connu. On peut calculer la section moyenne des spires. Cette section était de l'ordre de grandeur de la section verticale des ampoules sur lesquelles on opérait le plus généralement.

Pour étalonner le galvanomètre balistique, on utilise le champ magnétique connu, créé par un courant connu circulant dans les spires d'un long solénoïde. Au milieu du solénoïde, on place une bobine formée d'une seule couche de fils roulés sur un cylindre de bois. Le flux créé par le courant du solénoïde dans cette bobine de section connue sert à étalonner le galvanomètre. Les deux bobines, celle utilisée pour le champ de l'électro-aimant et celle employée pour le champ du solénoïde sont, du reste, toutes les deux constamment dans le circuit passant par le galvanomètre. Enfin, le courant dans le solénoïde est mesuré par l'évaluation de la force électromotrice aux bornes d'un étalon de $\frac{1}{10}$ d'ohm parcouru par le courant. Pour évaluer la force électromotrice, on s'est servi d'un élément Daniell, cet élément étant monté avec une solution saturée de sulfate de cuivre et une solution de densité 1,4 de sulfate de z nc. La force électromotrice de cet élément est 1,09 à 20°.

Les résultats obtenus ont permis de tracer des courbes et de dresser un Tableau numérique donnant pour chaque intensité du courant i dans l'électro-aimant le champ correspondant H. Pendant la période croissante et pendant la période décroissante du courant, l'électro-aimant était parfaitement symétrique au point de vue du sens de l'aimantation. Voici quelques nombres extraits du Tableau en question (i est exprimé en unités arbitraires H en unités C.G.S.) :

i.	0.	20.	40.	60.	80.	100.	120.	143.
H courant croît...	—20	177,0	376	572	769,0	960	1145	1356
H courant décroît.	+20	217,0	414	607	802,0	990	1160	1356

Le courant qui circule dans l'électro-aimant passe au travers d'un rhéostat, d'un commutateur et d'une résistance de maillechort d'environ $\frac{1}{20}$ d'ohm. L'intensité du courant i est donnée par les déviations d'un galvanomètre de d'Arsonval, shunté (monté avec aiguille, micromètre mobile et microscope fixe) et placé dans un circuit dont les points d'attache sont situés de part et d'autre de la résistance de $\frac{1}{10}$ de ohm.

Mesure de la dérivée du champ. — La formule donnée plus haut,

$$f = \mathrm{KMH}_y \frac{d\mathrm{H}_y}{dx}$$

montre qu'il faut encore mesurer la dérivée du champ $\frac{d\mathrm{H}_y}{dx}$ pour chaque intensité de courant dans l'électro-aimant pour pouvoir évaluer K. A cet effet, on place encore une bobine en O (*fig.* 1) avec le plan des spires normal au champ et l'on déplace brusquement cette bobine, parallèlement à elle-même, d'une très petite quantité Δx, suivant la ligne Ox normale au champ. Le flux φ à travers la bobine varie de $\Delta\varphi$, et l'on a

$$\Delta\varphi = s \frac{d\mathrm{H}_y}{dx} \Delta x,$$

s étant la section totale des spires. On mesure $\Delta\varphi$ à l'aide du galvanomètre balistique. Il faut seulement déplacer la bobine d'une très petite quantité; on utilise des déplacements variant de $0^{mm},5$ à $1^{mm},5$. Pour produire rapidement ces déplacements, on se sert du mouvement rapide à crémaillère d'une monture de microscope; l'objectif est retiré et l'on emmanche dans le tube mobile une tige de

bois qui soutient la bobine à l'endroit du champ que l'on veut étudier. Pour mesurer les déplacements, un micromètre est solidaire du tube mobile, il est fixé latéralement le long de ce tube. Un microscope fixe, muni d'un réticule et braqué sur ce micromètre, permet de regarder, avant et après le mouvement, la position du micromètre et d'en déduire le déplacement avec une bonne exactitude.

Il s'agit de mesurer non plus le flux total à travers la bobine, mais bien une petite variation dans la grandeur de ce flux. On ne peut plus prendre comme bobine quelques spires enroulées sur un cylindre de diamètre connu, il faut une véritable bobine pleine de fils pour avoir des impulsions convenables au galvanomètre.

En opérant comme nous venons de l'indiquer, les résultats ne sont pas bien satisfaisants, la nouvelle bobine est, en effet, très sensible aux variations de flux qui tendent à se produire accidentellement. Dans ces expériences, les trépidations font varier constamment de très petites quantités l'intensité du champ. Il en résulte des variations de flux qui se traduisent par des déplacements continuels et irréguliers de l'image du galvanomètre. Il est préférable d'employer une méthode un peu différente pour mesurer la dérivée du champ. On a en chaque point d'un champ magnétique la relation

$$\frac{dH_y}{dx} = \frac{dH_x}{dy}.$$

Il revient alors au même de déterminer la deuxième quantité. Il faut pour cela placer encore la bobine en O (*fig.* 1), mais avec le plan des spires parallèle au champ et normal à Ox. Le déplacement doit se produire suivant la direction du champ Oy. On a alors pour la variation de flux $\Delta\varphi'$

$$\Delta\varphi' = s\,\frac{dH_x}{dy}\,\Delta y.$$

$\Delta\varphi'$ est le même que $\Delta\varphi$ pour un déplacement Δy égal à Δx; mais φ' est nul en moyenne, puisque la bobine a pour sa position moyenne ses spires parallèles au champ. Les variations du flux dues aux trépidations ne se font plus sentir, et l'on a la même sensibilité avec une stabilité bien plus grande de l'image du galvanomètre. L'expérience a montré que ces deux méthodes, pour déterminer la dérivée, donnaient sensiblement les mêmes résultats moyens, mais les mesures faites par la seconde méthode étaient plus concordantes entre elles que celles faites par la première.

Le déplacement Δy se produit et se mesure de la même manière dans la deuxième méthode que dans la première, seulement la tige de bois qui soutient la bobine doit être coudée à angle droit, parce que la présence des deux bras de l'électro-aimant ne permet pas de placer le tube mobile dans la direction du déplacement suivant le prolongement de Oy. Le tube se déplace donc parallèlement à Oy à une certaine distance de l'électro-aimant, et la bobine, soutenue par la tige de bois coudée, se déplace suivant Oy.

On a pu déterminer ainsi les points de la courbe de $\frac{dHy}{dx}$ (*fig.* 1), mais cette courbe ne sert pas dans les mesures définitives; ce qu'il faut avoir, ce sont les valeurs de la dérivée pour le point O et pour diverses intensités de courants dans l'électro-aimant. Au lieu de refaire des mesures absolues, il a paru préférable de déterminer pour le même courant le rapport de la dérivée du champ au champ lui-même. On place, pour cela, constamment dans le circuit du galvanomètre la bobine qui sert à déterminer la dérivée et celle qui sert à déterminer le champ accouplées en tension. On fait d'abord une série complète de mesures du champ pour diverses valeurs de l'intensité du courant, puis, substituant les bobines l'une à l'autre, on fait une

série de mesures concernant la dérivée; enfin, replaçant la première bobine, on recommence une série analogue à la première. Soit δ la déviation lorsque l'on retourne dans le champ la bobine pour évaluer le champ, et soit s la surface de cette bobine; soit δ' la déviation obtenue avec la bobine dérivée de surface S; pour un déplacement l, pour le même état du champ, on a

$$\frac{\text{dérivée}}{\text{champ}} = \frac{\delta'}{\delta}\,\frac{1}{l}\,\frac{2s}{S}.$$

Nous avons trouvé que, pour des champs variant de 150 à 1350 unités, le rapport de la dérivée au champ était un nombre à peu près constant et égal à 0,188, aussi bien pendant la période croissante que pendant la période décroissante du courant dans l'électro-aimant. Les écarts de part et d'autre de la moyenne sont irréguliers et inférieurs à 1,5 pour 100. Le fer de l'aimant était loin d'être saturé.

Pour des champs inférieurs à 100 unités, les mesures de la dérivée devenaient moins précises : nous avons admis un peu arbitrairement que pour ces champs le rapport de la dérivée au champ restait encore exactement le même. On voit que le champ varie de $\frac{1}{5,32}$ de sa valeur par centimètres comptés le long de Ox. C'est à dessein que l'on a réalisé une chute aussi faible, malgré le désavantage très sérieux qui en résulte d'avoir à mesurer des forces très petites. On trouve une compensation dans le fait que l'on a plus de latitude pour régler la position de l'ampoule; enfin, quand l'ampoule n'est pas trop grosse, on peut admettre que le corps est tout entier à peu près dans les mêmes conditions dans toutes ses parties, au point de vue de l'intensité du champ magnétisant.

Mesure de la surface totale des spires d'une bobine. — Il est nécessaire de connaître la surface totale

des spires de la bobine qui a servi à déterminer la dérivée du champ. Il est absolument impossible d'évaluer cette surface par la mesure des dimensions géométriques des spires, car la petite bobine est remplie de fils. Pour déterminer la surface totale des spires, on la compare par une méthode électrique de comparaison à la surface connue d'une autre bobine.

La bobine (A), de surface connue, est formée d'une seule couche de fil enroulée sur un tube cylindrique de diamètre connu supérieur au diamètre extérieur de la bobine (B) dont on veut déterminer la surface. On assujettit ensemble les deux bobines tout contre l'une de l'autre ou l'une dans l'autre, de telle sorte que leurs spires soient parallèles et que leurs axes coïncident. On cherche ensuite à annuler, l'un par l'autre, les effets d'induction produits par la naissance d'un champ magnétique uniforme normal aux spires des deux bobines.

A cet effet, les bobines sont accouplées en tension dans le circuit d'un galvanomètre balistique, mais de manière que les courants d'induction se contrarient lors de la naissance d'un champ. Pour avoir un champ magnétique uniforme, on utilise la partie centrale à l'intérieur d'un long solénoïde dans lequel on peut faire circuler un fort courant. Pour amener les deux bobines à peu près à se compenser, on fait varier le nombre de spires sur la bobine (A).

On arrive ainsi à trouver que pour n spires le galvanomètre dévie dans un sens et que pour $(n+1)$ spires il dévie dans l'autre. Par une proportion à l'aide des déviations obtenues dans les deux cas, on évalue la fraction de spires qu'il faudrait ajouter aux n spires de A pour que la compensation se fasse exactement, c'est-à-dire pour que les deux bobines aient même surface [1].

---

[1] Dans toutes les expériences d'induction, les fils qui relient les bobines au galvanomètre ou les bobines entre elles sont toujours ac-

Cette méthode électrique de comparaison des surfaces de deux bobines donne d'excellents résultats, et elle pourrait, je crois, être utilisée dans d'autres occasions, même pour des mesures de précision.

DONNÉES NUMÉRIQUES RELATIVES AUX BOBINES ET AU GALVANOMÈTRE BALISTIQUE. — La bobine A qui a servi à déterminer le champ était formée de huit spires de 2^{cm} de diamètre donnant une surface totale de $25^{cmq},13$. La bobine B placée dans le solénoïde et destinée à étalonner le galvanomètre, 87 spires de $3^{cm},54$ de diamètre, surface totale $856^{cmq},4$. Solénoïde pour étalonner le champ dans lequel on place la bobine B : longueur du solénoïde $49^{cm},2$; nombre de spires par centimètre de longueur 4,940, diamètre des spires $6^{cm},8$. D'où, en tenant compte de ce que le solénoïde n'est pas indéfini, le champ au centre du solénoïde est de 6,148 pour un courant de 1 ampère circulant dans le fil, et le flux dans la bobine B pour un courant de 1 ampère dans le solénoïde est égal à 5264.

Le galvanomètre balistique était un galvanomètre Thomson de faible résistance intérieure; l'inertie de l'aiguille avait été augmentée en ajoutant une masse additionnelle pour que les oscillations fussent assez lentes. Les bobines A et B étant accouplées en tension dans le circuit du galvanomètre, on a trouvé qu'il fallait une variation de flux de 2448 unités par impulsion de 1^{cm} lue à l'échelle du galvanomètre. Pour des déviations supérieures à 15^{cm}, il n'y avait plus proportionnalité entre les flux et les déviations (les déviations augmentent alors plus vite que le flux).

La bobine *c* pour mesurer la dérivée du champ a été comparée à une autre comme nous l'avons expliqué plus haut; sa surface a été trouvée équivalente à 55,6 spires d'une bobine formée d'une seule couche de fil, chaque spire ayant $2^{cm},51$ de diamètre. La surface de la bobine *c* est, d'après cette comparaison, égale à 276^{cmq}.

COUPLE LE CHATELIER. — Nous nous sommes basés,

---

couplés en fils doubles bien isolés et tordus l'un autour de l'autre; de la sorte, on n'a pas d'autres effets d'induction que ceux qui se produisent dans les bobines.

pour la construction de la courbe de cet excellent instrument, sur les données suivantes :

Comparaison avec des thermomètres à mercure en verre de Baudin et de Delaunay, jusqu'à..	300°
Ébullition du soufre	445
Fusion du chlorure de sodium	780
Fusion de l'argent	960
Fusion de l'or.....	1052
Fusion du palladium.....	1500 (Violle.)

M. Violle a trouvé pour point de fusion de l'argent et de l'or 954° et 1035°. MM. Holborn et Wienn ont donné pour les mêmes corps 968° et 1070°. Nous avons pris pour l'argent et l'or la moyenne des résultats obtenus dans ces deux travaux (¹).

Avec ce couple, nous avons déterminé quelques points de fusion :

Antimoine pur du commerce 622° (dans tous les recueils on donne une température beaucoup moins élevée);

Magnétite (Fe^3O^4) cristallisée.....	1377°
Fer doux.....	1460
Nickel.....	1460
Soudure du couple.....	1690

Le galvanomètre de d'Arsonval qui servait avec le couple était monté avec un fil un peu plus fin que de coutume et l'on mettait une résistance en tension dans le circuit pour diminuer les déviations. Lorsque l'on voulait non plus mesurer la température, mais régler sa constance, on retirait la résistance pour avoir plus de sensibilité.

Marche des expériences. — On a donc déterminé par des mesures préliminaires :

1° La force nécessaire pour provoquer une déviation du micromètre avec chacun des fils de torsion;

(¹) Violle, *C. R.*, t. LXXXIX, p. 702; 1879. — Holborn et Wienn, *Wiedem. Ann.*, 47, p. 187; 1892.

2° La valeur de l'intensité du champ pour chaque intensité du courant qui passe dans les bobines de l'électro-aimant pendant la période croissante et pendant la période décroissante du courant;

3° Le rapport de la dérivée du champ au champ lui-même;

4° La courbe du couple Le Chatelier donnant la température.

Lorsque l'on veut faire une détermination des propriétés magnétiques d'un corps, il faut d'abord régler la position de l'ampoule et placer le four.

On fait faire ensuite à blanc plusieurs cycles complets à l'électro-aimant afin de l'amener toujours au même état avant de commencer les lectures.

Enfin, on observe à la température ambiante les déviations au micromètre pour diverses intensités de courant en faisant constamment parcourir des cycles d'aimantation à l'électro-aimant et en faisant seulement une ou deux lectures à chaque cycle. Cette manière d'opérer permet d'éviter l'erreur qui provient du déplacement du zéro de la balance de torsion et maintient toujours l'électro-aimant dans le même état. On fait ensuite varier la température en faisant passer le courant dans le four et l'on fait des nouvelles observations de déviations lorsque la température a été maintenue constante pendant vingt à trente minutes.

L'équilibre de température semble s'établir d'autant plus rapidement pour une même variation de température que le four est plus chaud. La porcelaine devient probablement plus conductrice aux températures élevées.

Lorsqu'une série complète est finie, on vide l'ampoule contenant le corps et l'on recommence ensuite avec l'ampoule vide tout ce que l'on a fait avec l'ampoule pleine pour corriger les résultats de l'action du champ magnétique sur l'ampoule et sur la tige de l'ampoule.

Cette correction pénible double presque le travail pour une série de mesures. En revanche, elle offre, peut-être, l'avantage d'éliminer quelques petites erreurs systématiques qui peuvent se produire par suite de l'échauffement du four et qui tendent à se reproduire de la même façon dans deux échauffements successifs.

Déterminations absolues. — Les expériences n'avaient pas été montées spécialement en vue d'une bonne mesure absolue, aussi les déterminations comportent, je pense, à ce point de vue, une incertitude de 3 ou 4 pour 100.

Toutefois une détermination précise n'ayant pas encore été faite de la valeur d'un coefficient d'aimantation, les nombres que j'ai trouvés ont encore un certain intérêt.

Les erreurs qui affectent le plus les mesures absolues dans mes expériences sont, je crois : d'abord l'incertitude sur la position de l'ampoule et la grandeur du bras de levier qui lui correspond, puis l'incertitude sur la position relative de la bobine qui a servi à mesurer le champ et de celle qui a permis de mesurer la dérivée; on n'est pas sûr que ces déterminations aient été faites bien exactement pour la même région du champ. Enfin, une incertitude générale résulte du très grand nombre de mesures d'une précision limitée qui influencent directement les résultats.

Déterminations relatives. — L'incertitude des valeurs relatives dans la comparaison des coefficients d'aimantation de deux corps différents est encore de 1 à 2 pour 100; la plus grande cause d'erreur provenant probablement de petites différences dans le réglage de la position de l'ampoule qui font varier la grandeur du bras de levier moyen qui lui correspond.

L'incertitude des valeurs relatives pour la comparaison des nombres des séries faites à diverses températures sans déranger l'ampoule est généralement inférieure à 1 pour

100 quand on se trouve dans de très bonnes conditions. Mais l'évaluation de la correction de l'ampoule diminue souvent la précision des résultats définitifs. Souvent aussi la détermination de la température n'est pas assez exacte.

Les mesures préliminaires ont été faites une seule fois au début des expériences. Il était à craindre que l'appareil n'éprouvât certains dérangements, que la sensibilité du galvanomètre ne subît des variations, que la température ne modifiât un peu l'état de l'électro-aimant. Pour parer d'un coup à toutes ces causes de troubles, on a fait dès le début une détermination sur une ampoule remplie d'eau, qui a été conservée pendant toute la durée des mesures. En répétant assez souvent cette détermination et en la comparant à la première, on a pu établir un facteur de correction pour les mesures faites avec les autres corps. Cette précaution n'était pas inutile et l'on a eu quelquefois, dans le cours de ces expériences qui ont duré plusieurs années, un facteur de correction dépassant 3 pour 100; encore fallait-il s'astreindre à n'opérer qu'à des températures ne s'écartant pas de plus de 4° de la moyenne prise égale à 20°.

Les mesures peuvent être toutes considérées comme des mesures relatives rapportées à l'eau pour laquelle on aurait adopté $0,79 \times 10^{-6}$ comme valeur du coefficient d'aimantation spécifique.

Corrections dues au magnétisme de l'air ambiant. — Nous avons fait une étude des propriétés de l'oxygène à diverses températures qui nous a permis d'évaluer exactement cette correction à toute température; nous en parlerons à propos de l'oxygène.

Pureté des corps étudiés. — Les propriétés magnétiques du fer sont tellement énergiques devant celles des corps diamagnétiques, que l'on doit s'appliquer à opérer avec des corps diamagnétiques aussi purs de fer que pos-

sible et l'on peut craindre de ne jamais avoir une pureté suffisante. Cependant souvent on ne rencontre pas là une difficulté insurmontable : cela provient de ce que le fer, lorsqu'il est combiné, perd généralement en grande partie ses propriétés violemment magnétiques; il suffit alors d'avoir une pureté relative (telle que celle que l'on a quand on ne trouve que des traces de fer, par les procédés analytiques usuels par exemple). Des quantités insignifiantes de fer peuvent au contraire modifier profondément les propriétés magnétiques, lorsqu'il est à l'état de métal, d'oxyde, de sulfure. Dans ce cas, il révèle quelquefois sa présence par des effets d'hystérésis marqués ou en donnant tout au moins une courbe d'allure compliquée pour l'intensité d'aimantation I en fonction du champ H. Au contraire, pour tous les corps faiblement magnétiques purs, $I = f(H)$ est une droite passant par l'origine.

J'ai fait quelques essais avec de la cire blanche imprégnée de quantités connues de fer métallique en poussière. Voici les conclusions que l'on peut tirer de ces expériences, en supposant que l'on ait affaire à un corps qui aurait les propriétés diamagnétiques de l'eau : $\frac{1}{100000}$ de poussière de fer (en poids) annule *en moyenne* le diamagnétisme, mais donne des effets d'hystérésis énormes; $\frac{1}{200000}$ de fer diminue de moitié le diamagnétisme et donne encore des effets d'hystérésis très énergiques; $\frac{1}{1000000}$ de fer donne en moyenne une erreur de $\frac{1}{10}$ dans l'évaluation de K, les effets d'hystérésis ne sont plus sensibles, mais la courbe $I = f(H)$ est nettement courbe et convexe vers l'axe des H.

Les effets d'hystérésis ne se montrent d'ordinaire que pour les champs faibles. On a cependant des effets de ce genre pour des champs énergiques avec la poussière de fer répandue dans un autre corps. Cela provient de ce que le champ magnétisant dans l'intérieur de grains de

fer est, en réalité, très petit, à cause du champ démagnétisant dû à l'aimantation.

Les poussières répandues dans une pièce d'un laboratoire sont ferrifères, mais produisent un effet différent de celui des poussières de fer pur. Cet effet, dû, je suppose, à l'oxyde de fer, est de transporter la droite que donnerait le corps faiblement magnétique pur pour $I = f(H)$, de telle sorte que cette droite ne passe plus par l'origine.

CHAPITRE II.

CORPS DIAMAGNÉTIQUES.

Nous avons étudié ces corps en les plaçant dans des ampoules de verre généralement assez volumineuses (plusieurs centimètres cubes), parce que les quantités à mesurer sont très petites. Les coefficients d'aimantation sont, en effet, beaucoup plus faibles en valeurs absolues pour les corps diamagnétiques que pour les corps faiblement magnétiques. On a opéré avec un four en verre dur plus large que le four de porcelaine et l'on n'a pas dépassé la température de 460°.

Pour opérer aux températures plus élevées, il aurait fallu mettre le corps dans des ampoules de platine ou de porcelaine; mais alors la correction due à l'ampoule aurait été beaucoup plus grande que la quantité à mesurer.

Nous avons étudié l'eau, le sel gemme, le chlorure de potassium, le sulfate de potasse, l'azotate de potasse, le quartz, le soufre, le sélénium, le tellure, le brome, l'iode, le phosphore, l'antimoine et le bismuth. Ce dernier corps a été l'objet d'une assez longue étude.

Pour tous ces corps, le coefficient d'aimantation s'est montré constant, quel que soit le champ pour des champs variant de 50 à 1350 unités.

Enfin, aucun d'eux n'a donné lieu à des phénomènes

de magnétisme rémanent; sauf, pour un ou deux cas particuliers que nous signalerons, nous avons obtenu une droite pour $I = f(H)$. Les points donnés par expériences présentaient par rapport à cette droite des écarts irréguliers dépassant rarement 1 pour 100. Nous ne parlerons pas de ces vérifications dans ce qui suit, mais nous dirons une fois pour toutes qu'elles ont été faites pour chaque corps à chaque température.

Nous ne parlerons pas non plus généralement de la correction due à l'oxygène de l'air, qui a toujours été faite.

On construit les ampoules en prenant un tube bouché de 1^{cm} à 2^{cm} de diamètre, on soude une tige *ab* (*fig.* 4) de verre sur le

Fig. 4.

fond bouché : ce sera la tige de l'ampoule destinée à la soutenir dans le four. A 2^{cm} ou 3^{cm} du fond, on étrangle le tube bouché en *c* sans le fermer complètement et l'on introduit la substance sur laquelle on veut opérer.

Si l'on veut opérer à l'air, on coupe le tube en *c*; il faudra alors connaître la densité de la substance pour faire la correction due à la présence de l'air. Si l'on veut opérer dans une ampoule fermée, on commence par rétrécir beaucoup le tube en *c*, puis on fait le vide et l'on ferme en *c* l'ampoule vide d'air. Après avoir fait les mesures avec la substance, on fait une nouvelle série avec l'ampoule ouverte remplie d'air. On voit que, pour évaluer l'influence de l'air, il faut, dans le cas où l'on a fait d'abord le vide, connaître le volume intérieur de l'ampoule. Ce volume s'évalue soit directement en remplissant d'eau l'ampoule et en prenant le poids, soit indirectement en mesurant le volume extérieur de l'ampoule fermée et en retranchant le volume du verre. On fait le vide dans l'ampoule, quand on la ferme, parce que l'on ne peut savoir sans cela combien on a laissé d'air dedans au moment de la fermeture; car, à ce moment, on échauffe l'ampoule et la correction devient incertaine.

Eau. — L'eau, plusieurs fois distillée, était renfermée dans des ampoules en verre terminées par une pointe effilée fermée. Après les mesures, on ouvrait la pointe de l'ampoule et l'on faisait évaporer l'eau en plaçant l'ampoule dans une étuve à une température un peu supérieure à 110°. La vapeur d'eau s'échappait lentement par la pointe effilée et l'ampoule mettait plusieurs heures à se vider.

Dans ces conditions, toute poussière ou impureté contenue dans l'eau avait grande chance de rester dans l'ampoule. On reportait ensuite l'ampoule dans l'appareil pour déterminer la correction due à sa présence dans le champ. Les résultats étaient aussi corrigés de l'action de l'air, correction qui atteignait 4 pour 100 environ de la grandeur mesurée, lorsque l'on opérait à la température ambiante.

Cinq déterminations faites à la température ambiante et avec des ampoules différentes ont donné pour $(-K\,10^6)$ respectivement 0,790, 0,798, 0,786, 0,795, 0,770, dont la moyenne est 0,788.

Nous adopterons $(-K\,10^6) = 0{,}79$ pour l'eau, et cette

valeur peut être considérée comme le point de départ de toutes les autres déterminations.

M. Quincke a trouvé pour l'eau ($-K10^6$) = 0,815 (calculé par Du Bois).

M. Du Bois [1] a trouvé $-K10^6 = 0,837$ par la méthode de Quincke.

Pour déterminer l'effet d'une variation de température, nous avons fait une première série d'expériences en plaçant l'eau dans une ampoule de verre mince.

	t.	$-K10^6$.
Avant la chauffe	20°	0,775
»	103	0,785
Après la chauffe	20	0,788

Une deuxième série a été faite à une température plus élevée dans une ampoule épaisse pouvant supporter de fortes pressions. Malheureusement, la correction due à l'ampoule devient alors assez considérable.

	t.	$-K10^6$.
Avant la chauffe	21°,0	0,758
»	115,0	0,789
»	189,0	0,845
Après la chauffe	20,7	0,860

On voit que les valeurs obtenues à chaud sont intermédiaires entre celles obtenues à la température ambiante avant et après l'échauffement. Il faut en conclure que le coefficient d'aimantation de l'eau ne varie pas d'une façon sensible. Les nombres de la première série varient peu; cependant, dans les deux séries, on remarque que les valeurs de K vont constamment en augmentant depuis le début de chaque expérience. Ceci est surtout manifeste

[1] Du Bois, *Wied. Ann.*, t. XXXV, p. 137; 1888.

dans la deuxième série. Cet effet est dû, je pense, à l'attaque progressive du verre. Les mesures destinées à donner la correction de l'ampoule à diverses températures ont été faites après évaporation de l'eau dans l'étuve; la correction ne doit donc convenir que pour les dernières expériences de chaque série; l'ampoule était dans un autre état au début. La comparaison la plus digne de confiance est celle du dernier nombre à chaud avec la valeur à froid après refroidissement. Or, dans les deux séries, les nombres ainsi comparés sont très voisins.

Je crois que l'on peut en conclure que la variation du coefficient d'aimantation avec la température est très faible et probablement inférieure à 1,5 pour 100 entre 20° et 199°.

Sel gemme. — On a opéré dans une ampoule ouverte contenant le sel gemme en petits fragments. On a trouvé, à 20°, $(-K10^6) = 0,573$; une série faite en vue de la température a donné :

	t.	$-K10^6$.
Avant la chauffe	16°,5	0,575
»	240,0	0,578
»	455,0	0,586
Après la chauffe	16,1	0,580

Il faut en conclure qu'entre 16°,5 et 455° le coefficient d'aimantation reste invariable. Il semble y avoir une petite indication en faveur d'une augmentation de 1 pour 100 dans la valeur de K, mais les expériences ne sont pas assez précises pour pouvoir affirmer une variation aussi faible.

Pour la correction due à l'air, on a admis une densité de 2,10 pour le sel.

Chlorure de potassium. — Il devait y avoir quelques traces de poussière d'oxyde de fer, parce que $I = f(H)$ donnait à froid une droite ne passant pas tout à fait par

l'origine. A chaud, au contraire, $I = f(H)$ donne une droite passant par l'origine.

t.	$-K10^6$.
17°,9	0,550
240,0	0,562
465,0	0,564

On doit en conclure que K ne varie pas d'une façon sensible; pour la correction due à l'air, on a admis une densité de 1,98.

Azotate de potasse.

	t.	$-K10^6$.
Avant la chauffe	18°	0,329
»	230	0,330
»	420	0,331
Après la chauffe	18	0,335

Le coefficient d'aimantation reste variable entre 18° et 420°. Cela est fort remarquable, car à 350° l'azotate fond et, en suivant les déviations quand la température augmente progressivement, il ne se produit aucun changement brusque. La valeur du coefficient d'aimantation est indépendant de l'état physique. Pour la correction due à l'air, on a admis une densité de 2,10.

Sulfate de potasse.

t.	$-K10^6$.
17°	0,430
260	0,431
460	0,446

Un accident a empêché de faire de nouveau une détermination à froid après chauffe, ce qui est cependant un contrôle utile. On doit conclure de cette série que le coefficient est sensiblement invariable.

Pour la correction due à l'air, on a admis une densité de 2,60.

Quartz (cristal de l'Isère). — Prisme hexagonal, bien formé, allongé suivant l'axe optique. Le cristal était soutenu au bout d'une tige de verre par une sorte de coupelle en verre.

Pour le cristal entier placé verticalement, normalement au champ magnétique, on a trouvé $-K\,10^6 = 0,443$.

Le cristal entier était trop long pour occuper une autre position. Le cristal ayant été convenablement taillé, on a trouvé :

	$-K\,10^6$.
Axe optique normal au champ et vertical....	0,439
Axe optique normal au champ et horizontal..	0,444
Axe optique suivant le champ.....	0,437

Les différences sont de l'ordre de grandeur des erreurs de réglage; nous admettons que le coefficient d'aimantation est sensiblement le même dans toutes les directions et que $(-K\,10^6) = 0,441$.

Effet des variations de température. Axe optique vertical, normal au champ :

t.	$-K\,10^6$.
22°,3.....	0,443
210,0.....	0,446
430,0.....	0,449

Effet des variations de température. Axe optique suivant le champ :

t.	$-K\,10^6$.
17°.....	0,438
405°.....	0,446

Il semble y avoir une petite augmentation de K quand la température s'élève; mais elle est si faible que l'on doit conclure qu'à l'approximation des expériences le coefficient d'aimantation reste invariable.

Pour la correction due à l'air, on a admis une densité de 2,65.

M. Tumlirz [1] a trouvé que le quartz donnait des effets sensibles de magnétisme rémanent.

Nous n'avons rien observé de semblable; mais nos expériences indiquent seulement que l'aimantation rémanente est inférieure en valeur absolue au $\frac{1}{500}$ de l'aimantation due à un champ de 1350 unités. Nos expériences ne sont pas disposées de manière à déceler un effet très faible du magnétisme rémanent.

Soufre. — L'état allotropique ne semble pas avoir d'influence notable. Tout au moins il ne produit pas de différence atteignant 1 pour 100.

Le soufre octaédrique a donné à froid, immédiatement après avoir été fondu, la même valeur pour le coefficient d'aimantation qu'avant d'avoir été chauffé : il devait être alors transformé en soufre prismatique.

Cette valeur commune est $(-K10^6) = 0,51$.

Le soufre en fleur (lavé au sulfure de carbone et à l'acide chlorhydrique) a donné un nombre notablement différent, 0,55; mais, après fusion, on a retrouvé la même valeur; ce qui indique nettement que le soufre insoluble a le même coefficient que les autres variétés allotropiques; seulement, la mesure était peu précise parce que l'on n'avait pu opérer que sur une quantité très petite de matière.

Effet de la température, 1re série :

t.	$-K10^6$.
19°	0,507
100	0,514
125	0,517

A 125°, bien que resté assez longtemps à température

[1] *Wied. Ann.*, t. XXVII, p. 33; 1886.— *Wien. Akad.*, p. 93; 1886

constante, le soufre octaédrique n'était qu'en partie fondu. On le fond à la lampe, puis nouvelle série :

	t.	$-K10^6$.
	19°	0,507
fondu	142	0,530
»	225	0,512

Ainsi, le coefficient d'aimantation n'est pas notablement modifié par la fusion et les diverses transformations qu'il éprouve entre 19° et 225°. Peut-être, après fusion à 142°, y a-t-il une augmentation passagère qui disparaîtrait à 225°. Les expériences ne sont pas assez précises ni assez nombreuses pour pouvoir affirmer une variation aussi faible.

Sélénium noir, vitreux (du commerce). Par la réaction du sulfocyanure de potassium, on distinguait des traces de fer dans cet échantillon. A diverses températures, on a :

t.	$-K10^6$.
19°	0,320
89	0,320
160	0,321
240	0,307
340	0,308
415	0,305
19	0,321

Il semble y avoir une petite baisse d'environ 4 pour 100 entre 160° et 240°. Cette baisse correspondrait à la fusion, qui a lieu vers 240°. Une nouvelle série de mesures serait désirable pour mettre ce point hors de doute.

Tellure. — Cet échantillon contenait des traces de fer. On a trouvé

t.	$-K10^6$.
20°,6	0,311
157	0,311
305	0,310

Donc le coefficient reste invariable entre 21° et 305°.

M. Ettinghaüsen [1] a trouvé pour le tellure à la température ambiante, pour le coefficient d'aimantation en volume x, la valeur $(-x\,10^6) = 1,60$ pour un échantillon de tellure de densité 6,16. Cette valeur donnerait, pour le coefficient d'aimantation spécifique,

$$(-K\,10^6) = 0,242,$$

nombre inférieur de 22 pour 100 à celui que j'ai trouvé.

Au contraire, les expériences de M. Ettinghaüsen et les miennes sont bien en accord pour le bismuth, comme on verra plus loin.

Brome. — On a fait une seule série de mesures à la température ambiante.

Elle a donné

$$(-10^6 K) = 0,410.$$

Pour faire la correction de l'ampoule, on a évaporé très lentement le brome à l'étuve, il a laissé dans l'ampoule quelques crasses très faibles, mais magnétiques; cependant, à l'analyse, on n'a pas pu trouver de fer.

(On a trouvé seulement un peu de bromure de potassium et des traces de sulfate de potasse en faisant évaporer, dans une grosse ampoule, comme précédemment, 30gr de brome.)

Iode plusieurs fois sublimé. — Cependant, après l'opération, l'iode, évaporé lentement à l'étuve, a encore laissé des crasses à peine visibles, mais donnant un léger effet magnétique.

t.	$-K\,10^6$.
18°	0,385
107	0,380
164	0,389
18	0,385

[1] *Beitblatt zu der Ann. des Phys. und Chem.*; 1888.

Le coefficient reste invariable même au moment de la fusion, qui a lieu vers 104°.

Mercure. — Expériences inachevées faites sur un échantillon parfaitement pur. Je ne puis donner de nombres, mais j'ai pu constater qu'entre 20° et 300°, le coefficient d'aimantation ne variait pas d'une façon notable.

Phosphore. — On introduit le phosphore fondu sous l'eau dans l'ampoule encore munie de son appendice CD (*fig.* 4). On fait ensuite évaporer la plus grande partie de l'eau, puis on chasse les dernières portions en faisant le vide. On ferme l'ampoule avec le phosphore sec dans le vide.

On a obtenu les valeurs suivantes :

t.	$-K10^6$.
20°	0,918
40	0,914
70,5	0,928
20	0,928

On voit que le coefficient d'aimantation reste invariable quand la température passe de 20° à 70°. Au moment de la fusion, à 44°, il n'y a pas de variation.

L'ampoule, remplie de phosphore, est ensuite chauffée à l'étuve à 270° pendant 240 heures. Le phosphore blanc est, par cette opération, transformé en partie en phosphore rouge. L'ampoule est reportée dans l'appareil magnétique. On obtient les valeurs suivantes pour le coefficient d'aimantation K′ du mélange de phosphore rouge et de phosphore blanc :

t.	$-K'10^6$.
17°	0,789
275	0,800
17	0,795

La valeur de K′ est indépendante de la température.

L'ampoule est ensuite cassée et le phosphore blanc est épuisé par le sulfure de carbone. On a trouvé que 0,68 du poids primitif du phosphore blanc s'était transformé en phosphore rouge.

Désignons par K_1 le coefficient d'aimantation du phosphore rouge, on a, entre 20° et 275°,

$$K_1 = \frac{K' - 0,32\,K}{0,68},$$

d'où, pour le phosphore rouge,

$$-10^6 K = 0,73.$$

Ce nombre est plus faible que celui de 0,92 trouvé pour le phosphore blanc. La différence est de 20 pour 100. Malheureusement, on a dû briser en miettes l'ampoule pour en détacher le phosphore rouge. Il a fallu faire la correction avec une autre ampoule à peu près pareille à la première, mais non identique. Il en résulte une certaine incertitude pour les valeurs numériques des coefficients d'aimantation des deux variétés de phosphore. Enfin, il convient de faire quelques réserves lorsque des nombres sont donnés par une expérience unique, surtout quand cette expérience a été longue et compliquée. Nous pensons cependant pouvoir affirmer que le coefficient d'aimantation du phosphore rouge est plus faible que celui du phosphore blanc, et que les deux coefficients ne varient ni l'un ni l'autre avec la température.

Antimoine. — L'antimoine pur du commerce contient des quantités très notables de fer. On a employé, pour ces mesures, un échantillon d'antimoine préparé par voie électrolytique (en solution chlorhydrique). On sait que l'antimoine se dépose de cette façon dans un état allotropique particulier; en le chauffant, on le ramène à la variété ordinaire. Voici les résultats obtenus

se succédant dans l'ordre dans lequel les expériences ont été faites :

		-10^6K.
Température ambiante	18°	0,683
	240	0,676
	255	0,691
Température ambiante	18	0,850

Appareil réglé à nouveau :

Température ambiante	18	0,865
	270	0,721
	432	0,583
	540	0,468
Température ambiante	19	0,936
	580	l'ampoule éclate.

On voit facilement qu'une double cause de variation entre en jeu. L'antimoine se transforme, éprouve un changement dans sa constitution, puisque, après échauffement, la valeur du coefficient mesuré à la température ambiante a augmenté et passé ainsi successivement de 0,683 à 0,850 et à 0,936. D'autre part, le coefficient d'aimantation diminue fortement quand la température s'élève; à 540°, par exemple, le coefficient d'aimantation est presque deux fois plus faible qu'à la température ambiante.

Un accident a mis fin aux expériences. L'étude de ce corps serait à reprendre et donnerait à coup sûr des résultats intéressants.

Bismuth. — Le bismuth pur du commerce, en baguettes, dont les baguettes ont été grattées avec soin à la surface avec un morceau de verre, ne semble contenir que des traces de fer. Nous avons d'abord fait des mesures avec du bismuth de cette provenance. Quatre échantillons nous ont donné, à 20° pour ($-K\,10^6$), les valeurs suivantes :

1,30, 1,04, 1,25, 1,22, avec une moyenne de 1,20 ou de 1,25 en éliminant la valeur 1,04.

Nous nous sommes servi ensuite de bismuth obtenu par voie électrolytique, qui nous a donné les valeurs suivantes pour quatre échantillons : 1,38, 1,351, 1,36, 1,34 avec une moyenne de 1,358.

La valeur plus forte pour les échantillons obtenus par voie électrolytique ne peut être attribuée à un état allotropique particulier du métal, car, après fusion, le coefficient d'aimantation de ces échantillons n'avait pas changé. La valeur plus forte doit donc vraisemblablement être attribuée à une pureté plus grande du corps.

Nous adopterons, pour coefficient d'aimantation K, la valeur

$$-10^6 K = 1,35;$$

la mesure sur le deuxième échantillon du bismuth électrolytique ayant été particulièrement bien soignée et cette valeur s'écartant peu de la moyenne.

M. Ettinghaüsen [1] a trouvé pour le bismuth

$$(-K10^6) = 1,37.$$

Lorsque l'on augmente la température, le coefficient d'aimantation du bismuth diminue en valeur absolue et la loi de variation est linéaire, si bien que, de la température ambiante à la température de fusion, entre 20° et 273°, on peut représenter la valeur K_t du coefficient d'aimantation à t° par une formule de la forme

$$10^6 K_t = 10^6 K_{20}[1 - \alpha(t - 20)].$$

Deux échantillons de bismuth du commerce ont donné pour α la valeur 0,00105.

Cinq échantillons de bismuth électrolytique ont donné

---

[1] *Wiedm. Ann.*; 1881 et 1888.

pour α les valeurs : 0,001178, 0,001150, 0,001190, 0,001110, 0,001144, dont la moyenne est 0,001154. Cette valeur est plus forte que celle trouvée pour les échantillons du commerce; différence 10 pour 100 environ. Nous adopterons pour α la valeur 0,00115. On a alors, entre 20° et 273°,

$$10^6 K_t = 1,35[1 - 0,00115(t - 20)].$$

Voici, par exemple, pour une série d'expériences, les valeurs trouvées :

t.	$-10^6 K_t$.	$\frac{K_t - K_{20}}{K_{20}(t-20)}$.
20°	1,355	
83	1,258	0,001136
137	1,165	0,001196
200	1,086	0,001102
256	0,989	0,001144

La dernière colonne donne les valeurs de α calculées en combinant la mesure relative à chaque température avec celle relative à la température de 20°. On voit par ce Tableau et à l'inspection des points marqués sur la *fig.* 5 que l'on a une loi de variation linéaire. Du moins, on peut dire que les expériences ne sont pas assez précises pour indiquer pour $K = f(t)$ une courbure dans un sens ou dans l'autre. Il convient encore de remarquer que la température n'est connue qu'à quelques degrés près, que les erreurs relatives sur K sont de l'ordre de grandeur de $\frac{1}{200}$ et donnent des erreurs relatives bien plus fortes pour α.

A la température de fusion (273°) le coefficient d'aimantation du bismuth solide est $(-10^6 K_{273}) = 0,957$; c'est-à-dire que ce coefficient est alors les $\frac{7}{10}$ de ce qu'il était à 20°. Par fusion du bismuth le coefficient d'aimantation devient brusquement 25 fois plus faible.

Le bismuth fondu est, parmi les corps diamagnétiques

étudiés, celui qui a le plus faible coefficient d'aimantation spécifique. Ce coefficient d'aimantation du bismuth fondu reste invariable pour des températures comprises entre 273° et 408°. Nous avons trouvé pour (-10^6K) les valeurs suivantes pour trois échantillons de bismuth pur du commerce, à l'état de fusion, 0,040, 0,035, 0,030, dont la moyenne est 0,035. Pour trois échantillons de bismuth électrolytique à l'état de fusion, nous avons trouvé 0,037, 0,038, 0,042 (le dernier nombre se rapporte à une détermination peu précise avec une quantité de matière trop faible); nous adopterons pour le coefficient d'aimantation du bismuth fondu entre 273° et 400°

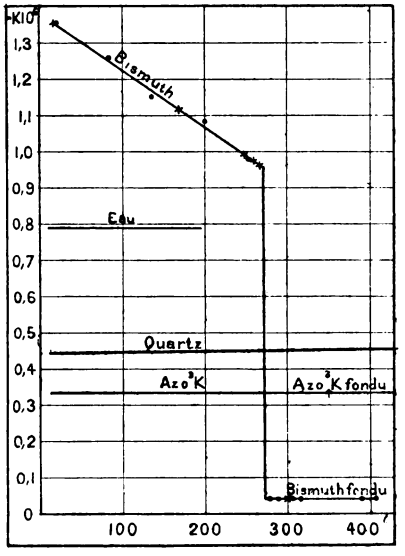
$$(-K\,10^6) = 0,38.$$

État particulier du bismuth au moment de la fusion. — Nous nous sommes appliqués, dans certaines séries d'expériences, à faire des déterminations extrêmement rapprochées de la température de transformation magnétique (voir *fig.* 5). Nous avons vu ainsi que la chute des valeurs de K est parfaitement brusque à 273° ou tout au moins qu'elle se fait complètement dans un intervalle de température inférieur à 2°. Nous avons constaté aussi que la variation se fait à la même température par échauffement ou refroidissement.

Nous nous sommes aussi assuré que ce phénomène brusque de variation du coefficient d'aimantation correspond exactement au phénomène brusque de la fusion. C'est du moins la conclusion que nous croyons pouvoir tirer d'expériences assez curieuses, et qui semblent à première vue conduire à une conséquence précisément opposée à celle-là. Voici ce dont il s'agit : Le bismuth est placé en petits fragments de quelques millimètres de côté dans une ampoule où l'on fait le vide. On chauffe ensuite dans l'appareil pour l'étude des phénomènes magnétiques et l'on fait croître avec précaution la température jusqu'au-

dessus de celle de transformation magnétique, en ayant soin de dépasser à peine cette température. Lorsque la transformation magnétique est complète, c'est-à-dire lorsque le coefficient d'aimantation ne varie plus et a atteint la valeur correspondant au bismuth liquide, on laisse l'appareil se refroidir. On est alors fort étonné de

Fig. 5.



retrouver les morceaux de bismuth intacts, leur aspect extérieur ne diffère en rien de ce qu'il était avant la chauffe et ils sont disposés les uns sur les autres sans qu'un effondrement se soit produit. Il semble, d'après cela, que le bismuth n'a pas fondu, bien que sa transformation magnétique se soit produite; mais en examinant chaque petit fragment on trouve que la structure interne est complètement modifiée. Si on a employé, par exemple, des fragments de baguettes de bismuth de commerce constituées par des cristaux rayonnants à partir de l'axe de

chaque baguette, on trouve après chauffe des clivages parallèles entre eux dans chaque morceau, au lieu de la structure rayonnée. Si l'on a fait usage de petits morceaux de bismuth déposés par électrolyse, dont la structure interne est grenue, on retrouve après chauffe dans chaque morceau les grands clivages parallèles du bismuth fondu.

Il est vraisemblable, d'après les faits qui précèdent, que la fusion du bismuth s'est produite réellement, quand on a chauffé au delà de la température de transformation magnétique, mais que les morceaux ont gardé leur forme. Doit-on admettre que la viscosité du bismuth liquide est très grande, lorsque la température est voisine de celle de la fusion? Faut-il penser que la couche presque imperceptible d'oxyde qui recouvre la surface joue un rôle et se comporte comme une croûte solide à la surface? Je ne sais quelle explication il convient de donner à ce phénomène.

Voici encore quelques essais faits dans le but d'avoir quelques renseignements complémentaires sur cette question. On chauffe dans un bain de glycérine du bismuth baignant dans la glycérine ou placé dans des ampoules. Un thermomètre à mercure indique 266° pour la température normale de fusion [1]. On amène le bismuth à quelques degrés au-dessus de la température de fusion. Il semble d'abord ne pas fondre lorsqu'il est en petits fragments; mais à la longue les arêtes des morceaux s'arrondissent, les faces se plissent et finissent par s'effondrer; les morceaux mettent plus de trois quarts d'heure à se réunir complètement, si la température ne dépasse pas de 1° celle de fusion. En remuant le bismuth dans la glycérine avec un fil de platine on réunit tous les morceaux

---

[1] La valeur 273° indiquée par le couple au moment de la fusion du bismuth dans l'appareil aux mesures magnétiques est probablement un peu trop élevée.

assez rapidement. L'expérience est moins concluante que dans l'appareil magnétique, parce que l'on ne sait pas exactement le moment où l'on peut être certain que chaque morceau a atteint la température de fusion.

CHAPITRE III.

CORPS FAIBLEMENT MAGNÉTIQUES.

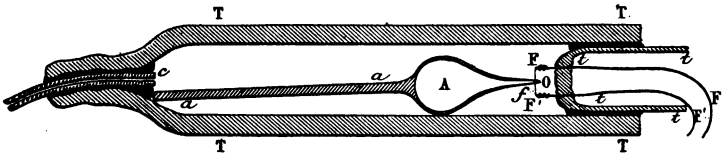
J'ai étudié l'oxygène et le palladium et fait quelques expériences sur l'air et sur le sulfate de fer dissous dans l'eau. On trouvera aussi dans ce Chapitre quelques renseignements sur les propriétés magnétiques du verre et de la porcelaine à diverses températures.

Les corps faiblement magnétiques ont un coefficient d'aimantation indépendant de l'intensité du champ, pour des champs compris entre 100 et 1350 unités.

OXYGÈNE.

L'oxygène est enfermé sous pression dans des ampoules de verre dur à parois épaisses. L'ampoule A est représentée (*fig.* 6) avec la tige *aa* qui servira à la soutenir dans

Fig. 6.



le four électrique. La pointe effilée est ouverte. Pour remplir et fermer l'ampoule sous pression, on la place dans un tube plus large à parois très épaisses TTTT, on comprime l'oxygène dans ce tube (après y avoir fait le vide pour chasser l'air); l'ampoule se remplit de gaz, on

ferme la pointe effilée *o* en faisant rougir le fil de platine *f* à l'aide d'un courant électrique [1]. On sort du tube l'ampoule fermée et sous pression.

Pour entrer et sortir l'ampoule du tube TT, on retire le tube bouché *tttt* qui est mastiqué dans l'intérieur du premier. Le tube bouché est traversé par deux gros fils de platine FF, F'F' qui amènent le courant au fil de platine plus fin *f* légèrement tendu et qui seul doit rougir. Au moment où l'on mastique le tube *tt* après avoir introduit l'ampoule, on s'arrange pour que la partie effilée de l'ampoule vienne toucher et même appuyer légèrement sur le fil *f*. Il est nécessaire qu'il y ait contact entre fil et le verre [2]. Le gaz est introduit par le tube *c* mastiqué à l'autre extrémité du tube TT.

On fait les mesures magnétiques comme d'ordinaire avec une ampoule remplie d'oxygène; mais au lieu de retirer ensuite l'ampoule de l'appareil pour la vider, on chauffe sur place l'extrémité de la pointe effilée avec une flamme minuscule. La pointe s'ouvre, la plus grande partie du gaz s'échappe, la pression de l'intérieur se met en équilibre avec celle de l'atmosphère et l'on referme la pointe avec la petite flamme. Le poids du gaz qui s'est échappé est trop faible pour que l'équipage de la balance de torsion soit deséquilibré. On peut alors procéder aux expériences avec l'ampoule et le gaz restant, sans qu'il soit nécessaire de régler l'ampoule à nouveau; c'est un grand avantage au point de vue de la précision des résultats.

On évalue, par différence, l'effet produit par le gaz qui s'est échappé; on évalue, par différence également, en pesant l'ampoule avant et après l'opération, la masse de gaz qui s'est échappée.

La masse du gaz a varié de $0^{gr},040$ à $0^{gr},090$ dans ces expériences; on apprécie le $\frac{1}{20}$ de milligramme, ce qui donne une exactitude suffisante.

---

(1) M. Perrot a déjà employé un artifice semblable pour fermer dans l'intérieur d'une marmite un ballon rempli de vapeur (*Journal de Physique*, t. VII, p. 132).

(2) On peut fermer sous la pression atmosphérique la pointe effilée à l'aide d'une petite spirale de platine, chauffée par un courant, et qui entoure la pointe sans la toucher; mais, dans un gaz sous pression, il se produit des remous qui amènent un refroidissement suffisant pour empêcher le verre de fondre dans ces conditions.

Enfin, dans les deux séries, l'ampoule a subi la même action provenant du magnétisme de l'air extérieur; cette action disparaît dans les différences : il n'y a pas de corrections à faire de ce chef.

On a employé l'oxygène sous pression que l'on trouve dans le commerce; on fait passer le gaz à travers un tampon d'ouate pour qu'il n'entraîne pas de poussière du réservoir en fer dans lequel il est enfermé.

Le gaz oxygène du commerce contient une assez grande quantité d'azote, 9 pour 100 environ. On recueille une certaine quantité de gaz s'échappant du réservoir (dans les mêmes conditions que pour le remplissage de l'ampoule) et l'on dose volumétriquement, à l'aide de l'acide pyrogallique et de la potasse, la proportion d'oxygène.

L'azote, d'après Faraday, Becquerel et Quincke, a un coefficient d'aimantation au moins cent fois plus faible en valeur absolue que celui de l'oxygène, il en résulte que l'azote contenu dans l'ampoule ne doit pas intervenir pour $\frac{1}{1000}$ dans la valeur de la force exercée sur le gaz. On peut donc ne tenir compte que de l'oxygène. Dans une mesure, par exemple, on a trouvé 0,912 pour la proportion volumétrique de l'oxygène dans le gaz employé. La proportion en poids est 0,921. On admet que 0,921 du poids de gaz est la quantité d'oxygène qui intervient dans l'expérience et l'on néglige l'effet de l'azote.

Nous avons trouvé pour le coefficient d'aimantation spécifique de l'oxygène à la température de 20° :

$$10^6 K_{20} = 115.$$

C'est le résultat de notre mesure la plus soignée, faite avec de l'oxygène sous la pression de 18 atmosphères.

Deux autres mesures sous la même pression ont donné 114 et 113,5. Deux mesures, sous une pression de 5 atmosphères, ont donné une valeur plus forte de 5 pour 100; mais elles ont été faites avec une ampoule trop grosse pour notre appareil et les expériences avaient surtout pour but d'étudier l'effet des variations de température. A la précision près de ces dernières mesures, on peut dire que le coefficient d'aimantation spécifique est indépendant de la pression.

La valeur de l'aimantation de l'oxygène à la température de 20°, sous la pression de 1 atmosphère, rapportée à celle de l'eau prise sous le même volume dans le même champ est d'après notre mesure (— 0,193); ce nombre est voisin de ceux trouvés par Becquerel (— 0,182) et par Faraday (— 0,180).

Les déterminations faites par la méthode de Quincke par divers auteurs ne sont pas concordantes entre elles. Nous avons calculé les valeurs auxquelles elles conduisent pour le coefficient spécifique d'aimantation, en admettant, pour ramener les mesures à la température de 20°, la loi de variation avec la température que nous indiquons plus loin.

D'après Quincke : $10^6 K_{20} = 116$.

D'après une mesure de Du Bois [1] (faite à 15°) : $10^6 K_{20} = 87$.

MM. Tœpher et Henning (1888) et M. Henning [2] ont déterminé la valeur absolue de la différence des coefficients d'aimantation en volume de l'oxygène et de l'air, sous une même pression. Dans le premier travail, les auteurs ont trouvé $0,131 \times 10^{-6}$ à la température de 20°. Dans le second, M. Henning a trouvé $0,096 \times 10^{-6}$ à 25°. Ces deux nombres conduisent respectivement aux valeurs $10^6 K_{20} = 125$ et $10^6 K_{20} = 94$ pour le coefficient d'aimantation spécifique de l'oxygène à 20°.

J'ai fait deux séries de déterminations à diverses températures. La première avec une ampoule en verre ordinaire de 7^{cc} de capacité, remplie d'oxygène sous une pression de 5 atmosphères environ, à la température ambiante. On a [3] (*fig.* 7) (points X) :

---

(1) Du Bois, *Wiedemann Ann.*, t. XXXV, p. 137; 1888.

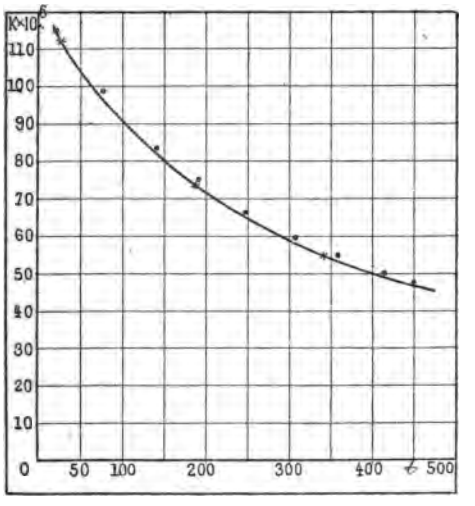
(2) *Wiedemann Ann.*, t. XXXIV, p. 730; 1888, et t. L, p. 485.

(3) La valeur à 25° a été trouvée égale à 119; on a ramené arbitrairement à 113 pour faire coïncider le point de départ des deux séries. Les valeurs à 185° et 345° ont été de même réduites dans le rapport

t.	10^6 K.	$\frac{33700}{T}$.	Différence.
25°.....	113	113	0
185.....	73,3	73,5	—0,2
345.....	53,7	54,5	—0,8

La deuxième série a été faite avec une ampoule de verre dur, de 3^{cc} de capacité, remplie d'oxygène, à la température ambiante sous une pression de 18 atmosphères en-

Fig. 7.



viron; à 450° la pression devait être de 45 atmosphères); l'ampoule ne s'est pas déformée à cette température, sous cette assez forte pression. On a trouvé [Tableau I (*fig.* 7)]:

---

de 118 à 113. La première série n'avait pas été faite en effet en vue d'une détermination exacte de K à la température ambiante, mais seulement exécutée dans le but de constater la loi de variation avec la température.

TABLEAU I.

t.	10^6K.	$\frac{33700}{T}$.	Différence.	t'.	$t-t'$.
20°,5....	114,8	114,8	0	20°,5	0
75	96	96,8	+1,2	71	+ 4
138	82,8	82,0	+0,8	134	+ 4
188	74,7	73,2	+1,5	178	+10
249	61,2	64,6	+1,6	236	+13
306	59,6	58,2	+1,4	292	+14
362	54,0	53,1	+0,9	351	+11
411	50,1	49,3	+0,8	400	+11
452	46,9	46,5	+0,4	446	+ 6
188	74,5	73,1	+1,4	179	+ 9
21,2....	114,7	114,8	−0,1	20,7	+ 0,5

On voit que le coefficient d'aimantation varie suivant une loi hyperbolique, la courbe (*fig.* 7) représente les valeurs de K calculées par la formule

$$10^6 K_t = \frac{33700}{T},$$

où $T = 273 + t$ représente la température absolue.

La simple inspection de la courbe et des points marqués montre que cette courbe représente, à peu de chose près, les données de l'expérience. La courbe en LK fonction de LT (*fig.* 13, p. 99) est une droite de coefficient angulaire égal à -1. La loi de variation de K est donc extrêmement simple : *Entre* 20° *et* 450° *le coefficient d'aimantation spécifique de l'oxygène varie en raison inverse de la température absolue.*

Avec quelle précision cette loi se trouve-t-elle vérifiée? Les expériences permettent-elles de certifier un écart dans un sens déterminé? Il m'est bien difficile de répondre à ces deux questions. La première série indique une vérification excellente. Les écarts sont certainement inférieurs à ceux auxquels on doit s'attendre d'après la précision

probable des expériences. La deuxième série donne au contraire pour K des valeurs toujours un peu plus fortes que celles calculées par la formule. L'écart est surtout sensible vers 200° et 300°; les valeurs trouvées sont alors de 2,4 pour 100 plus fortes que les valeurs calculées. Cependant la précision des mesures d'attraction est au moins de 1 pour 100 lorsqu'il s'agit de comparaisons sans dérangement de l'ampoule.

Si l'on acceptait comme parfaitement corrects les résultats de ces expériences, on conclurait que pour des pressions faibles la loi se vérifie rigoureusement et que, pour les pressions fortes, il y a des écarts notables, la courbure de la courbe représentative étant moins accentuée. Je ne crois pas que l'on puisse tirer de pareilles conclusions. L'incertitude du résultat provient de la possibilité d'une erreur systématique dans l'évaluation des températures. On n'est jamais sûr en effet que l'indication du couple donne exactement la température moyenne de l'ampoule. On se trouve, dans les deux séries, dans des conditions bien différentes à ce point de vue. Dans la première, l'ampoule était assez volumineuse et à parois peu épaisses. Dans la deuxième, l'ampoule était plus petites, mais avec des parois beaucoup plus fortes. On a fait figurer, dans le Tableau de la deuxième série, les valeurs de t' et de $(t - t')$. t' est la valeur de la température qui vérifierait la formule pour les valeurs de K données par expérience. L'écart atteint 14° au maximum : il me parait bien grand pour être attribué à une erreur systématique; cependant il ne m'est pas possible d'affirmer que cet écart ne puisse, dans certains cas, se rencontrer entre la température du couple et la température moyenne de l'ampoule [1].

---

[1] J'ai eu souvent à déplorer, pendant ce travail, cette incertitude sur la précision de l'évaluation des températures. Je n'ai pas cru devoir

Nous nous contenterons donc de dire que la formule $10^6 K_t = \frac{33700}{T}$ convient pour calculer le coefficient d'aimantation spécifique de l'oxygène avec une précision probablement supérieure à 2 pour 100 entre 20° et 450°.

AIR.

Les déterminations faites sur l'oxygène permettent de calculer les propriétés magnétiques de l'air à diverses températures, si l'on admet (d'après les expériences de Becquerel, Faraday et Quincke) que l'azote a une influence négligeable. La valeur ainsi calculée pour le coefficient d'aimantation spécifique K de l'air est donnée par la formule [1]

$$10^6 K_t = \frac{7830}{T}.$$

On a fait une mesure sur l'air pris à la pression atmosphérique et à la température de 24°. Dans ce but, on a pris une ampoule volumineuse à pointe très effilée, dans laquelle on a fait le vide en la plaçant dans le même tube (*fig.* 6) que celui qui a servi à remplir les ampoules d'oxygène et en la fermant avec le vide par le même procédé. L'ampoule vide était placée dans l'appareil aux mesures magnétiques; on a fait une série de déterminations, puis, sans rien déranger, on a cassé les extrémités de la pointe avec une pince en cuivre; l'air est rentré et l'on a fait une nouvelle série de mesures. Les déviations étaient

---

multiplier le nombre de ces expériences sur l'oxygène. Ces expériences sont longues et demandent beaucoup de soins et, comme les causes d'erreur sont systématiques, j'aurais, dans les mêmes conditions, fait un gros travail, pour ne pas acquérir une certitude beaucoup plus grande dans les résultats. Pour avoir une précision plus grande, il faudrait commencer par perfectionner la construction de l'appareil de chauffage.

[1] En admettant 22,23 pour 100 d'oxygène en poids dans la composition de l'air (LEDUC, *Journal de Physique*, p. 231; 1890).

faibles, mais les mesures peuvent se faire à froid à $\frac{1}{10}$ de division près pour les petites déviations. Enfin le poids de l'air, $0^{gr},0126$, se calcule d'après le volume $10^{cc},26$ et la variation de pression 750^{mm}.

Il est impossible de se servir des constantes du champ avec une ampoule aussi grosse, mais on peut faire une série avec l'ampoule remplie d'eau; on a une valeur relative de l'air par rapport à l'eau et l'on calcule la valeur absolue en admettant pour l'eau $10^6 K = 0,79$. On trouve ainsi pour l'air à 24° : $10^6 K_{24} = 26,6$. Par la formule donnée plus haut, on trouve pour la même température : 26,3. La vérification est aussi satisfaisante que possible, meilleure même que celle que l'on pouvait prévoir, d'après la précision probable des expériences. On peut considérer cette expérience comme une confirmation de ce fait que l'influence de l'azote est insensible.

Si l'on suppose que l'azote a un coefficient d'aimantation spécifique de l'ordre de grandeur de la plupart des autres corps diamagnétiques, de l'ordre de grandeur de celui de l'eau par exemple, il en résulterait qu'à 20° le coefficient d'aimantation de l'air serait environ de 2 pour 100 plus faible que celui calculé en tenant compte seulement de l'oxygène. Vers 400° l'influence serait de 4 pour 100 environ, etc., c'est-à-dire qu'il est probable que la formule donne des résultats d'autant plus inexacts que la température est plus élevée.

Il est nécessaire de connaître le coefficient d'aimantation de l'air à diverses températures pour pouvoir corriger les mesures magnétiques faites dans l'air. Heureusement il n'est pas nécessaire de connaître le coefficient avec une grande précision pour cet usage.

C'est le coefficient d'aimantation en volume x dont on a besoin. Il est donné, en tenant compte seulement de l'oxygène, par la formule

$$10^6 x_2 = \frac{2760}{T^2}.$$

Le coefficient d'aimantation en volume de l'air varie en raison inverse du carré de la température absolue si l'on néglige l'influence de l'azote; à 20° on a $10^6 x_{20} = 0{,}0322$. Sur l'eau de coefficient spécifique $10^6 K = -0{,}79$ et de densité 1 la correction due à la présence de l'air est de 4 pour 100. Pour un corps de densité d la correction est $\frac{0{,}0322}{d}$.

A 300° on a $10^6 x_{300} = 0{,}0084$, la correction devient négligeable pour la plupart des corps. Ainsi aux températures élevées, les valeurs de x données par la formule deviennent moins certaines; mais la correction due à l'air devient négligeable (1).

SELS MAGNÉTIQUES.

Expériences de MM. Wiedemann et Plessner (2). — M. Wiedemann a découvert que le coefficient d'aimantation de tous les sels magnétiques dissous diminue quand la température augmente; que le coefficient de variation du coefficient d'aimantation est le même pour tous les sels; que ce coefficient de variation est en valeur absolue voisin du coefficient de dilatation des gaz. Les expériences plus récentes de M. Plessner ont confirmé ces résultats.

M. Wiedemann représente le coefficient d'aimantation K_t à $t°$ dans le voisinage de la température ambiante par une formule linéaire de la forme

$$K_t = K_0(1 - \alpha t). \tag{1}$$

$\alpha = 0{,}00325$, d'après M. Wiedemann, pour des températures comprises entre 15° et 80°.

---

(1) J'ai admis arbitrairement que, dans un four ouvert par en bas et porté à une température élevée, la composition de l'air ne change pas.

(2) WIEDEMANN, *Pogg. Ann.*, t. CXXVI, p. 1; 1865. — PLESSNER, *Wied. Ann.*, t. XXXIX, p. 336; 1890.

$\alpha = 0{,}00355$, d'après M. Plessner, pour des températures comprises entre 15° et 60°.

M. Wiedemann a trouvé la même valeur de α pour des solutions de sulfate de protoxyde de fer, de chlorures ferreux et ferrique, de sulfate de nickel, d'azotate de cobalt, de ferricyanure de potassium. M. Plessner a trouvé une même valeur pour α pour les solutions de perchlorure de fer, de sulfate de manganèse, de sulfate de nickel, d'azotate de cobalt.

Les résultats de MM. Wiedemann et Plessner montrent que la loi de variation du coefficient d'aimantation est une fonction de la température seule, où n'entre aucun coefficient propre à la substance que l'on considère. Si, de plus, l'on admet que le fait que le coefficient de variation est voisin du coefficient de dilatation des gaz n'est pas dû au hasard et est au contraire l'expression d'une loi naturelle, on en conclut que ce fait doit se reproduire si l'on prend comme point de départ toute autre température que la température de la glace fondante. Le coefficient de dilatation des gaz est du reste, pour chaque température, pris comme point de départ, l'inverse de la température absolue T ; on a

$$\frac{1}{K_t}\frac{dK_t}{dt} = \alpha = -\frac{1}{T};$$

si ceci est vrai à toute température, on en déduit

$$K_t = \frac{A}{T}, \tag{2}$$

A étant une constante qui dépend de la nature du sel. Le coefficient d'aimantation doit varier en raison inverse de la température absolue, c'est-à-dire suivant la même loi que celle que nous avons constatée pour l'oxygène. C'est la conséquence logique des découvertes de M. Wiedemann, si le voisinage de la valeur de α et de la valeur du

coefficient de dilatation des gaz n'est pas une coïncidence purement fortuite.

Nous allons discuter de plus près les expériences de MM. Wiedemann et Plessner, pour voir si elles s'accordent avec la formule ci-dessus. On remarque tout d'abord que les valeurs trouvées pour α sont plus faibles que $0{,}00367 = \frac{1}{273}$, ce qui doit être d'après la formule (2). Ces coefficients sont même trop forts pour la loi inverse de la température absolue.

Pour les limites de température dans lesquelles ont eu lieu les expériences, cette loi indiquerait un coefficient α voisin de 0,0030.

Nous reproduisons ici, Tableau II, une des séries d'expériences de M. Wiedemann relative au sulfate de protoxyde de fer en solution dans l'eau : la première colonne indique la température t, la deuxième les coefficients d'aimantation, exprimés à l'aide d'une unité entièrement arbitraire ; la troisième colonne donne les températures absolues, et la quatrième le produit KT, qui devrait être constant, si la loi inverse de la température absolue était exactement vérifiée.

TABLEAU II.

t.	K.	T.	KT 10^{-3}.
15°	952	288	274
21	928	294	273
27	906	300	272
33	895	306	274
39	870	312	272
45	854	318	272
51	834	324	270
58,5	814	331,5	270
68	795	341	271
81	750	354	266

On voit qu'entre 15° et 68° le produit KT est constant,

les différences étant certainement de l'ordre de grandeur des erreurs possibles dans les observations. La valeur obtenue à 81° est un peu plus faible.

Voici de même une des séries d'expériences de M. Plessner (Tableau III) sur le sulfate de cobalt en solution dans l'eau :

TABLEAU III.

t.	K.	$\alpha\,10^6$.	T.	$KT\,10^{-4}$.
8°,9.....	26052	»	281,9	734
44,3.....	22619	3603	317,3	718
45,8.....	22500	3576	318,8	717
47,7.....	22201	3685	320,7	712
56,9.....	21548	3490	329,9	711
59,0.....	21463	3409	332,0	712
60,9.....	21421	3324	333,9	715

La troisième colonne donne les valeurs de α calculées par l'auteur en combinant la détermination faite à la température ambiante (8°,9), avec chacune des autres déterminations. On voit que les valeurs obtenues pour α sont de plus en plus petites à mesure que la température finale est plus élevée. La loi de variation n'est donc pas linéaire : K fonction de t donne une courbe convexe vers l'axe des températures.

Le produit KT peut être considéré comme constant pour les déterminations comprises entre 44°,3 et 60°,9; mais, si l'on compare ce produit constant à celui obtenu à la température ambiante, on trouve une différence notable de 2,6 pour 100.

Les mêmes remarques peuvent être faites pour chacune des séries de mesures de M. Plessner. D'après ces expériences, la loi de variation K serait donc un peu plus rapide que la loi inverse de la température absolue (¹).

(¹) Je signalerai une remarque que je trouve dans le Mémoire de M. Plessner. Les solutions magnétiques étaient contenues dans une ampoule en verre, au milieu de laquelle se trouvait le réservoir d'un

Expériences avec le sulfate de protoxyde de fer. — J'ai fait quelques expériences avec ce sel magnétique en solution dans l'eau, dans des limites de température un peu plus étendues que celles employées par MM. Wiedemann et Plessner. Je n'ai fait que quelques essais, parce que mon appareil ne se prêtait pas à des mesures précises de température; cependant j'ai pu constater que la loi de variation est loin d'être linéaire et que la loi inverse de la température absolue convient, au moins en première approximation, pour représenter le phénomène.

La solution de protoxyde de fer dans l'eau, préalablement purgée d'air, contenait 5,35 de sel anhydre et 94,65 d'eau pour 100 de solution. On a calculé le coefficient d'aimantation spécifique K du sulfate anhydre en supposant que l'eau avait, à toute température dans la solution, un coefficient d'aimantation égal à ($-0,79.10^6$).

Les mesures sont faites à 15°, 46° et 108°.

t.	10^6K.	T.	KT 10^6.
12°.....	85,8	285	24500
46.....	75,6	319	24100
14,5.....	84,1	287,5	24200
108.....	63,2	381	24100
15.....	83,0	288	23900

thermomètre à mercure. L'auteur a admis dans ses calculs que l'eau, le verre et le mercure avaient des propriétés diamagnétiques qui diminuaient en valeur absolue de la même façon que les propriétés magnétiques des sels magnétiques. Il estime que, si les propriétés diamagnétiques de ces corps étaient invariables, les valeurs qu'il a trouvées pour α seraient trop fortes en valeurs absolues de 0,3 à 0,8 pour 100.

D'après mes expériences, l'eau et le mercure ont des propriétés diamagnétiques invariables, et les propriétés diamagnétiques du verre augmentent fortement avec la température, comme nous le verrons plus loin.

L'erreur possible signalée par M. Plessner existe donc réellement et est encore plus forte qu'il ne le prévoyait. La correction de cette cause d'erreur est de nature à diminuer l'écart existant entre les résultats des mesures et la loi inverse de la température absolue; toutefois je ne pense pas qu'elle soit suffisante pour amener un accord complet.

Le produit KT du coefficient d'aimantation par la température absolue est un nombre constant [1].

En admettant la loi inverse de la température absolue, on a, pour le sulfate de fer,

$$K\,10^6 = \frac{24200}{T}.$$

La valeur de la constante n'est pas très certaine.

Expériences de M. Plessner sur les sels magnétiques à l'état solide. — M. Plessner a encore étudié quelques sels à l'état solide, préalablement desséchés à 250°. J'ai calculé, d'après ces expériences, le produit KT du coefficient d'aimantation par la température absolue. On trouve, par exemple, KT étant exprimé en unités arbitraires :

Pour le sulfate de manganèse

t.....	19°,3	51°,5	60°,6
KT.....	1013	1018	1013

Pour le sulfate de cobalt

t.....	12°,5	49°,1	58°,8	59°,5
KT.....	1213	1228	1228	1227

On peut dire que, pour ces deux solides, la loi inverse de la température se vérifie exactement.

Pour le sulfate de nickel, on trouve

t.....	12°,2	39°,6	48°,3	59°,7
KT.....	590	589	580	551

Pour ce dernier sel, la loi de variation est plus rapide que ne l'indique la loi inverse de la température absolue.

---

[1] Pendant les expériences, il s'est formé un peu de peroxyde de fer, l'eau n'ayant probablement pas été parfaitement purgée d'air.

PALLADIUM.

Le palladium qui a servi dans ces expériences était parfaitement pur [1]. On a étudié les propriétés magnétiques de ce métal depuis la température ambiante jusqu'à 1370°.

On place le palladium en petits fragments dans une ampoule de porcelaine (telle que celle représentée *fig.* 8, p. 82). Cette disposition permet de conserver le corps parfaitement pur, ce qui pourrait ne pas avoir lieu si on le chauffait dans une ampoule de platine. Malheureusement les ampoules de porcelaine sont à parois épaisses et sont assez notablement magnétiques. Le palladium ne donnant pas des effets magnétiques bien intenses, il en résulte que les corrections dues à l'ampoule sont du même ordre de grandeur que les quantités à mesurer. Cette circonstance défavorable a beaucoup nui à la précision des résultats. Ce sont surtout les mesures faites aux températures peu élevées qui ont été rendues incertaines, parce que les propriétés magnétiques de la porcelaine sont alors fortement modifiées par les variations de température.

Voici les déterminations faites dans l'ordre où elles ont été obtenues :

TABLEAU IV.

θ.	K 10⁶.	T.	TK 10⁶.
22°	**5,3**	**295**	**1560**
134	3,85	407	1570
23	**5,3**	**295**	**1560**
312	2,78	585	1620
435	1,97	708	1400?
697	1,563	970	1520
22°,5	**5,62**	**295,5**	**1660**
1108	1,10	1381	1520
1310	0,92	1583	1460
1370	0,875	1643	1440
24,6	**5,62**	**297,6**	**1670**

[1] M. Finck, qui a fait une étude chimique des composés de ce métal, a bien voulu me donner un échantillon parfaitement pur, qu'il a préparé lui-même.

En construisant la courbe K, fonction de θ, d'après ces résultats, on voit que les expériences ne sont pas très satisfaisantes. Elles semblent indiquer une petite perturbation vers 400°; mais cela est douteux, une nouvelle série serait nécessaire. Les valeurs de la dernière colonne du Tableau montrent que la loi inverse de la température absolue est tout au moins applicable comme première approximation assez grossière. Ceci est encore visible sur la figure (*fig.* 13, p. 99). On a représenté (points) les valeurs de logarithme de K, données par expérience, prises en ordonnées en fonction des valeurs de logarithme de T pris en abscisses, et la droite

$$\mathrm{LK} = \mathrm{L}0{,}00152 - \mathrm{LT}$$

correspondant à la formule

$$\mathrm{K}_\theta = \frac{0{,}00152}{\mathrm{T}}.$$

Les valeurs de K semblent diminuer quand la température s'élève plus vite que ne l'indique la loi inverse de la température absolue; mais il est fort remarquable que cette loi convienne pour représenter approximativement les variations du coefficient d'aimantation dans l'énorme intervalle de température de 1350°.

Avant de faire cette série d'expériences sur du palladium très pur, j'avais fait quelques mesures avec un échantillon de palladium impur qui contenait, entre autres impuretés, une quantité notable de fer. Les résultats obtenus avec cet échantillon ont donné presque le même coefficient d'aimantation à la température ambiante que pour le palladium pur; mais les variations de température produisaient un effet tout différent.

θ.	K 10⁶.	T.	TK 10⁶.
15,6.....	**5,64**	**288,6**	**1630**
231°.....	4,02	504,0	2030
398..... ...	3,23	671,0	2170
15,6.....	**5,67**	**288,6**	**1640**
469.....	3,0	742,0	2230

Le coefficient d'aimantation diminue beaucoup moins rapidement quand la température augmente que pour le palladium pur. La loi inverse de la température absolue ne s'applique plus : on voit dans le Tableau que le produit KT n'est pas constant (¹).

Verre et porcelaine.

Le *verre* est le plus souvent diamagnétique, mais quelquefois magnétique à la température ambiante, cela dépend évidemment de la proportion d'oxydes magnétiques qui entrent dans sa composition. Dans le cas où il est magnétique, le verre devient cependant diamagnétique lorsqu'on élève la température. Dans tous les cas, les propriétés diamagnétiques s'accentuent quand la température s'élève. La vitesse de variation est d'autant plus rapide que la température est plus basse. Nous n'avons pas fait d'étude spéciale; voici cependant trois nombres déterminés sur un échantillon de verre provenant d'un tube à essai. La deuxième ligne donne les coefficients d'aimantation exprimés dans une unité arbitraire :

θ.....	20°	196°	428°
K.....	(−43)	(−70)	(−78)

(¹) Il convient peut-être de rapprocher ce fait de celui que donne l'étude de la conductibilité métallique. La conductibilité des métaux purs varie à peu près en raison inverse de la température absolue, tandis que la conductibilité des métaux impurs varie moins rapidement avec la température.

Les variations des propriétés magnétiques du verre avec la température s'expliquent simplement en admettant que le verre est formé en majeure partie d'une substance diamagnétique dont les propriétés restent invariables à toute température. Il contient en outre une petite quantité d'une substance relativement fortement magnétique, dont les propriétés diminuent en suivant une loi voisine de la loi inverse des températures absolues. Les effets produits par ces deux substances se détruisent en grande partie à la température ambiante; aux températures élevées, la substance magnétique ne produit plus d'effet sensible et le verre tend à devenir une substance diamagnétique à propriétés invariables avec la température.

Nous avons eu à étudier les variations de propriétés magnétiques avec la température d'un grand nombre d'ampoules de verre, généralement faiblement diamagnétiques à la température ambiante. Les variations avec la température sont fort gênantes. Supposons que l'on étudie, par exemple, un corps diamagnétique de coefficient d'aimantation constant à toute température, on ne peut déduire cette constance que de la différence de deux séries de mesures (l'une avec *ampoule + corps*, l'autre avec *ampoule seule*), variant toutes deux de la même façon avec la température. La constance du coefficient serait constatée bien plus facilement et bien plus sûrement si l'on avait des ampoules de propriétés magnétiques invariables.

La *porcelaine* se conduit d'une façon analogue. Nous n'avons de renseignements que sur des ampoules de porcelaine de Bayeux émaillées. Ces ampoules sont assez fortement magnétiques à la température ambiante et deviennent seulement diamagnétiques entre 600° et 800°. Voici des nombres (2e colonne) proportionnels à l'action magnétique à diverses températures pour une ampoule de porcelaine émaillée :

θ.	
19°	+ 520
75	+ 380
155	+ 280
235	+ 174
503	+ 93
714	+ 26
810	0
1030	— 37
1200	— 55

A la température ambiante, la variation des propriétés magnétiques est extrêmement rapide.

CHAPITRE IV.

CORPS FERRO-MAGNÉTIQUES.

J'ai étudié le fer, de la température ambiante jusqu'à 1360°, pour des champs variant de 25 à 1350 unités. J'ai encore étudié la magnétite et le nickel, mais seulement aux températures supérieures à celle de transformation magnétique. Enfin, j'ai fait quelques expériences sur la fonte.

FER DOUX.

Disposition des expériences. — On sait que, dans le cas d'une substance très fortement magnétique, l'intensité d'aimantation dépend de la forme du corps placé dans le champ magnétique. La disposition la plus avantageuse est celle d'un cylindre très allongé dont l'axe est dirigé suivant le champ. Lorsque l'on donne les valeurs de l'intensité d'aimantation en fonction de l'intensité de champ magnétique, on sous-entend que l'on rapporte les résultats au cas d'un cylindre infiniment allongé dans le sens du champ.

Je me suis servi, aux températures où le fer est fortement magnétique, de fils de diamètre très petit, dont la

longueur (1^{cm} environ) était dirigée suivant le champ (suivant Oy, *fig.* 1, le milieu du fil est en O). Le fil était situé dans un tube de verre ou de platine qui le protégeait contre l'oxydation. Le tube, avec le fer, était soutenu par l'équipage mobile de la balance de torsion, comme l'était l'ampoule dans les expériences décrites précédemment. On ne se sert ainsi que d'une quantité très petite de matière; mais il n'y a pas à cela d'inconvénient, les effets magnétiques étant très puissants. L'appareil n'avait pas été disposé en vue de l'étude d'un corps fortement magnétique et les résultats des expériences doivent être modifiés par certains termes de corrections.

Couple perturbateur. — Si la direction de l'aimantation n'est pas parallèle à celle du champ et forme avec celle-ci un certain angle θ, le corps sera soumis à une force f et à un couple; ce couple contribuera à faire tourner l'équipage mobile et pourra, dans certain cas, n'être pas négligeable devant celui qui résulte de l'action de la force f agissant au bout du bras de levier l de la balance de torsion. Avec les corps faiblement magnétiques, l'aimantation est toujours parallèle au champ; avec le fil de fer, l'aimantation tend à s'orienter dans la direction du fil.

Soient m la masse du fil de fer, I_1 l'intensité d'aimantation rapportée à l'unité de masse, H l'intensité du champ. On a toujours, en ne tenant pas compte des quantités petites du second ordre, qui sont négligeables :

$$1) \qquad f = m I_1 \frac{dH}{dx},$$

et le couple perturbateur sera $(m I_1 H \theta)$.

Désignons par β l'angle de déviation de la balance de torsion et par c le couple de torsion par unité d'angle du fil de cette balance, on aura

$$2) \qquad c\beta = f l - m I_1 H \theta,$$

d'où

$$I_1 = \frac{c\beta}{m \frac{dH}{dx} l \left(1 - \frac{H\theta}{\frac{dH}{dx} l}\right)}.$$

Désignons par I l'intensité d'aimantation apparente sans correction, on aura

$$I_1 = \frac{I}{\left(1 - \frac{H\theta}{\frac{dH}{dx}\,l}\right)}.$$

On avait avec notre appareil (*voir* p. 21)

$$\frac{H}{\frac{dH}{dx}} = \text{const.} = 0{,}188 \qquad \text{et} \qquad l = 5^{\text{cm}},42,$$

d'où

$$(3) \qquad I_1 = \frac{I}{1 - 0{,}981\,\theta}.$$

Désignons par n le nombre de divisions du micromètre, qui correspond à l'angle θ. On avait avec notre appareil

$$\theta = 0{,}000105\,n,$$

et l'équation (3) peut encore s'écrire approximativement

$$(4) \qquad I_1 = I(1 + 0{,}000104\,n).$$

L'angle θ peut provenir des déviations qui se produisent pendant les mesures : il peut alors être calculé et l'on évalue la correction indiquée par l'équation (4). Mais une partie de θ peut provenir d'un défaut de réglage, si le fil de fer n'est pas dirigé exactement suivant le champ pour la position moyenne de l'équipage.

Il en résulte une correction inconnue, qui le plus souvent n'apporte comme erreur que l'omission d'un facteur constant pour toutes les mesures.

On règle la direction du fil de fer le mieux possible en se servant de repères marqués sur la planchette qui a été utilisée pour le réglage des ampoules; mais ce réglage n'est pas très précis.

Correction due au changement de position du corps dans le champ. — Avec un corps dont le coefficient d'aimantation est constant ou à peu près constant quel que soit le champ, nous avons vu que la force agissante est constante, quelle que soit la position du corps dans les limites de déplacement correspondant à la division du micromètre. Cela résulte de ce que la position

moyenne choisie pour le corps est telle que le produit $H\frac{dH}{dx}$ est maximum. Ceci n'a plus lieu pour le fer, puisque K varie avec H.

Soient (H_1), $\left(\frac{dH}{dx}\right)_1$ les éléments du champ correspondant à la position moyenne 1 et donnés par les expériences préliminaires. Soient (H_2), $\left(\frac{dH}{dx}\right)_2$ les mêmes éléments pour la position 2 occupée par le corps après un petit déplacement x. On a

$$(5) \qquad H_2 = H_1 + x\left(\frac{dH}{dx}\right)_1$$

et

$$(5)' \qquad \left(\frac{dH}{dx}\right)_2 = \left(\frac{dH}{dx}\right)_1 + x\left(\frac{d^2H}{dx^2}\right)_1.$$

Soient β l'angle de déviation, I_2 l'intensité d'aimantation du corps dans sa position 2 et I_1 l'intensité d'aimantation *apparente* calculée avec les Tableaux numériques comme si le corps était en 1; on a

$$I_1 = \frac{c\beta}{lm\left(\frac{dH}{dx}\right)_1} \quad \text{et} \quad I_2 = \frac{c\beta}{lm\left(\frac{dH}{dx}\right)_2},$$

d'où, en tenant compte de (5)',

$$(6) \qquad I_2 = I_1\frac{\left(\frac{dH}{dx}\right)_1}{\left(\frac{dH}{dx}\right)_2} = \frac{I_1}{1 + \frac{\left(\frac{d^2H}{dx^2}\right)_1}{\left(\frac{dH}{dx}\right)_1}x}.$$

Mais on sait que $\left(\frac{dH}{dx}\right)H$ est maximum pour la position 1; on en déduit

$$(7) \qquad \left(\frac{dH}{dx}\right)_1^2 + H_1\left(\frac{d^2H}{dx^2}\right)_1 = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{\left(\frac{dH}{dx}\right)_1}{H_1} = -\frac{\left(\frac{d^2H}{dx^2}\right)_1}{\left(\frac{dH}{dx}\right)_1}$$

et (6) peut s'écrire

$$(8) \qquad I_2 = I_1\frac{1}{1 - \left(\frac{dH}{dx}\right)_1\frac{x}{H_1}}.$$

Les formules (5) et (6) permettent d'effectuer les corrections pour I et H. Avec notre appareil, on a

$$\frac{1}{H_1}\frac{dH_1}{dx} = 0,188 \qquad \text{et} \qquad x = 0,000\,570\,n,$$

n étant le nombre des divisions du micromètre correspondant au déplacement x dans le champ. (5) et (8) deviennent

$$(10) \qquad H_2 = H_1\,[1 + 0,000\,107\,n]$$

et

$$(11) \qquad I_2 = I_1\,[1 + 0,000\,107\,n].$$

On a dans tous les cas la relation

$$\frac{I_2}{H_2} = \frac{I_1}{H_1}.$$

Calcul des corrections. — Supposons que le rapport de la longueur au diamètre soit très grand pour les petits fils cylindriques de fer employés; supposons de plus que l'intensité d'aimantation soit toujours parallèle au champ magnétisant dans l'intérieur de fer (cela revient à négliger la composante du magnétisme rémanent dans la direction normale à l'axe du fil cylindrique); désignons comme précédemment par θ l'angle du champ et de la direction de l'aimantation et par ω l'angle du champ et de l'axe du fil, on trouve facilement

$$\frac{\omega}{\theta} = 1 + \frac{H}{2\pi I D},$$

D étant la densité de la substance.

Une discussion simple conduit aux conclusions suivantes, en supposant $D = 7,8$:

1° On peut *toujours* faire pour H et I les corrections indiquées par les équations (10) et (11). Ces corrections sont exactes, mais cependant inutiles lorsque le coefficient d'aimantation est constant quel que soit H, parce que les valeurs corrigées donnent le même nombre pour K que les valeurs primitives.

2° Si $K < 0,0023$, il n'y a pas d'autres corrections à faire.

3° Si $K > 0,2$ (on a alors sensiblement $\theta = \omega$, l'aimantation est dirigée suivant la longueur du fil), il faut faire en outre la correction indiquée par l'équation (4). [Les corrections des équa-

tions (4) et (11) sont de même signe]. Il peut y avoir une autre correction *inconnue* provenant d'un défaut de réglage de la direction du fil. Cette correction, que l'on néglige nécessairement, se traduit par l'omission d'un *facteur constant* quels que soient K et n, pourvu que l'on ait toujours $K > 0,2$.

4° Si $0,0023 < K < 0,2$, on appliquera toujours les corrections de (10) et (11); mais la correction de (4) s'appliquera sous une forme atténuée; on a, au lieu de (4), la relation (13)

$$(13) \qquad I_1 = I\left(1 + \frac{0,000\,104\,n}{1 + \frac{H}{2\pi ID}}\right).$$

Mais il peut y avoir une autre correction *inconnue* provenant d'un défaut de réglage du fil; cette correction, que l'on néglige nécessairement, se traduit par l'omission d'un *facteur variable* en même temps que K. C'est donc dans ce dernier cas que la correction présente le plus d'incertitude si la position du fil de fer est mal réglée.

n désigne dans ce qui précède et dans le Tableau qui suit, la différence du nombre lu au micromètre au moment où l'on fait la mesure, et du nombre lu quand l'équipage occupe sa position moyenne. n a rarement dépassé 120 divisions.

On a cherché à déterminer expérimentalement le facteur de correction pour I. Pour cela on a opéré avec un fil de fer et des champs assez forts pour que de petites différences d'évaluation pour H ne modifient pas I, et l'on a déterminé pour chaque état du champ les valeurs des déviations, lorsqu'on déplace le point de départ sur l'échelle du micromètre.

Voici quelques nombres du Tableau de corrections pour I :

φ est le facteur de correction total calculé d'après les formules (4) et 11). Dans le cas 3° où la correction est complète, φ' est le même facteur de correction déterminé expérimentalement.

n.	φ.	φ'.
40	1,008	1,012
80	1,017	1,024
120	1,025	1,036
140	1,030	1,042

On voit que le facteur déterminé par expérience est plus grand que celui donné par le calcul. Comme ces expériences sont un

peu incertaines, on a pris la moyenne des valeurs de φ et φ' pour faire les corrections [1].

Champ démagnétisant du a l'aimantation. — On peut amincir les extrémités du fil en le frottant avec du papier de verre et essayer de lui donner grossièrement la forme d'un ellipsoïde. Soient H le champ extérieur et H′ le champ magnétisant efficace $H' = H - \lambda I D$; I étant l'intensité spécifique d'aimantation, D la densité du fer, λ un facteur qui, si le fil est d'une grande longueur a, par rapport à son diamètre b, peut être calculé par la formule [2]

$$\lambda = 4\pi \left(\frac{b}{a}\right)^2 \left(\log e \frac{2b}{a} - 1\right).$$

Je ne me suis rendu compte qu'après avoir fait les expériences qu'il était nécessaire, pour pouvoir appliquer cette formule, que la forme de l'ellipsoïde fût parfaitement réalisée. J'ai dû en conséquence rejeter des séries d'expériences pour lesquelles la correction était importante. Dans les cas où la correction était très petite, je l'ai faite en me servant de cette formule. Dans le cas où la forme du fil se rapproche beaucoup de celle du cylindre, le facteur λ calculé ainsi comme pour un ellipsoïde, m'a semblé beaucoup trop fort, lorsque l'on suppose que le rapport du grand axe au petit axe est égal au rapport de la longueur au diamètre du cylindre.

Expériences avec un fil de fer doux de $0^{cm},002$ de diamètre [3] (échantillon A). — Le fil a été assez mal

---

(1) Peut-être eût-il mieux valu prendre simplement pour les corrections les données de l'expérience. (Les calculs qui précèdent auraient toutefois été nécessaires pour se rendre compte de la fraction de la correction totale à appliquer dans les divers cas.) Si la correction avait été un peu plus forte, les courbes $I = f(H)$ (*fig.* 1) continueraient à s'élever un tant soit peu pour les champs forts aux basses températures, au lieu d'être absolument horizontales.

(2) Ewing, *Magnetic induction in iron;* Londres, 1892.

(3) M. Gaiffe a bien voulu tréfiler spécialement pour moi ce fil dans les filières en diamant dont il se sert pour les fils en platine.

recuit. On l'a chauffé alors qu'il était tendu légèrement dans un tube capillaire en verre où l'on avait fait le vide. Le morceau qui a servi dans ces expériences a $1^{cm},37$ de long et $0^{cm},00210$ de diamètre. Le diamètre a été mesuré à l'aide d'un microscope muni d'un micromètre oculaire qui avait été comparé préalablement à un micromètre étalon placé dans l'objectif. Le rapport de la longueur au diamètre était égal à 65,3, il n'y avait pas de correction à faire provenant du champ démagnétisant dû à l'aimantation.

La masse $37,05 \times 10^{-6}$ grammes est déduite du volume et de la densité supposée égale à 7,8. Le fil est monté dans un tube capillaire de verre dur complètement fermé.

On a fait avec cet échantillon des mesures à la température ambiante (à 26°), puis à 222°, à 418°, à 563°, et ensuite de nouveau à 26°. Après chauffe, on a obtenu une valeur plus faible à froid; je ne sais s'il faut attribuer cela à un défaut de recuit. Les expériences sur cet échantillon ne présentent pas un bien grand intérêt, parce qu'il n'a pas été possible de chauffer au delà de 563°. On ne sait, en effet, comment abriter une masse aussi petite sans danger d'altération aux températures élevées.

Les courbes obtenues avec cet échantillon A présentent cette particularité intéressante que l'intensité d'aimantation croît plus brusquement pour les champs faibles qu'avec l'échantillon B étudié plus loin [1] (Tableau V).

On a d'abord inscrit, pour chaque série, le résultat des expériences faites pendant la période croissante du champ; puis, au-dessous du trait horizontal, les résultats relatifs à la période décroissante du champ.

---

[1] Un autre échantillon du même fil, étudié dans les mêmes limites de température, a donné des résultats tout à fait analogues, que nous croyons inutile de reproduire ici.

TABLEAU V.

25°.		221°.		418°.	
H.	I.	H.	I.	H.	I.
99 (?)	195	71 (?)	183	86 (?)	182
313	207	1564	196	158	188
562	214	565	206,7	319	189
781	214,4	796	208	560	190
961	215,3	1360	208,5	1339	191
1376	217,8				
		841	210	602 (?)	192
993	216,3	607	208	360	190
816	216,7	199 (?)	204		
594	214,6				
354	211				
195	205				

563°.		Après chauffe. 25°.	
H.	I.	H.	I.
71 (?)	147	99	186
127	154	313	202
314	160	787	209
782	161,4	1349	212
960	160,7		
1315	160	828	210
		357	204
996	160,8	139	198
827	161,6		
356	160		
195	159		
111 (?)	157		

EXPÉRIENCES FAITES AVEC UN FIL DE FER DOUX DE $0^{cm},014$ DE DIAMÈTRE (ÉCHANTILLON B). — C'est avec cet échantillon que nous avons obtenu les résultats les plus complets pour les températures inférieures à celles de transformation magnétique. Le fil a $0^{cm},87$ de longueur et une masse de $0^{gr},0010$. On s'est servi de fil de fer doux du commerce; sa teneur en carbone est très faible (0,44

pour 100). Il ne renferme pas de carbone à l'état graphitoïde; il ne contient pas non plus de soufre, de phosphore et d'arsenic.

Le fil a d'abord été chauffé pendant une journée à une température élevée (1200° environ). Il était chauffé dans un creuset en porcelaine émaillée, au milieu d'une masse de fer porphyrisé qui le préservait de l'oxydation. Le fil fut ensuite placé dans l'intérieur d'un tube de platine dont les extrémités furent fermées par soudure autogène. C'est ce tube contenant le fil qui a servi dans les mesures. A la fin des expériences, le fil de fer a été retrouvé en bon état, peut-être légèrement platiné à la surface.

Le rapport de la longueur au diamètre est égal à 62 et le champ démagnétisant dû à l'aimantation est encore généralement assez petit [1]. On peut, sans grande erreur, déterminer la courbe $I = f(H)$ pour la température ambiante, et cependant la masse est encore assez notable pour que l'on puisse (en prenant les fils de torsion de plus en plus fins) étudier les propriétés magnétiques jusqu'à 780°.

Ci-joint le Tableau des résultats (Tableau VI et *fig.* 9), toutes corrections faites.

Les séries sont numérotées dans l'ordre successif des expériences. Dans chaque série, les nombres après le trait horizontal se rapportent à la période décroissante du champ. On est revenu fréquemment à la température ambiante et les résultats obtenus ne se sont pas modifiés sensiblement pendant le cours des expériences. On a fait aussi deux séries concordantes à 688°. Après la série (2), on a élevé la température jusqu'à 770°; on voit que la

---

[1] La correction est importante cependant aux températures peu élevées pour les champs faibles; la valeur de ceux-ci présente donc une certaine incertitude, puisque la correction est mal connue. Pour un champ de 100 unités, la correction est de 16 unités.

série (3), faite ensuite à 22°, est en accord avec les autres séries faites à la température ambiante.

On a représenté (*fig.* 1), entre les courbes relatives à 748° et à 752°, 2, une courbe obtenue avec un fil de torsion plus fin qui permet de préciser un peu mieux la forme de la courbe pour les champs faibles dans le voisinage de la température de transformation. Seulement, nous n'avons pas indiqué de température, parce que l'appareil, ayant été démonté et remonté entre cette expérience et les premières, la température indiquée par le couple n'est plus comparable à ce qu'elle était avant cette température critique. Il suffit, en effet, d'une variation de quelques degrés pour produire un changement énorme dans les propriétés magnétiques.

A partir de 760°, le coefficient d'aimantation ne varie plus; I fonction de H est une droite. On a pu continuer les mesures jusqu'à 780°, mais les déterminations deviennent incertaines, parce que la correction due au tube de platine qui renferme le fil devient aussi grande que la quantité à mesurer. On a, toutefois, trouvé les valeurs suivantes pour le coefficient d'aimantation spécifique K aux températures θ [1].

θ.	K 10^6.
756°,4	7400 (?)
760,5	4500
764,4	3400
767,9	2700
780,4	1450

[1] Un autre échantillon du même fil B a été étudié seulement jusqu'à 450°. Nous ne donnerons pas les résultats, qui sont en accord avec ceux fournis par le premier échantillon.

Tableau VI.

(1)

22°.	
H.	I.
307	204
804	216
996	217

(2)

688°.	
H.	I.
312	124
795	126
978	127
1346	127

(3)

22°.	
H.	I.
12(?)	97
28(?)	137
55	157
136	183
297	202
777	216
973	216
1348	216
812	217
337	205

(4)

275°.	
H.	I.
12(?)	109
28(?)	140
56	154
83	164
136	181
297	200
770	207
965	207
1330	207
804	208
336	204

(5)

447°.	
H.	I.
11(?)	116
27(?)	141
55	157
82	169
135	179
298	187
772	188
964	190
1340	190
803	190
337	188

(6)

601°.	
H.	I.
11(?)	115
26(?)	145
56	149
83	154
137	157
296	163
771	164
955	164
1318	164
806	165
337	164

(7)

21°.	
H.	I.
294	202
764	216
961	216

(8)

688°.	
H.	I.
13(?)	94
29(?)	110
58	116
87	119
140	121
311	125
773	127
954	128
1305	127
805	128
343	126

(9)

720°.	
H.	I.
14(?)	83
32(?)	87
63	89
90	93
145	94
302	98,2
764	100,0
950	100,3
1310	100,7
794	100,8
343	98,7

TABLEAU VI (suite).

(10) 740°,4.		(11) 744°,6.		(13) 752°,2.		(15) 760°,5.	
H.	I.	H.	I.	H.	I.	H.	I.
18	43(?)	38	28(?)	308	5,3(?)	310	17,2(?)
36	52(?)	311	39,8	761	12,5	755	3,50
66	54	765	45,5	1279	17,9	1256	5,89
94	53	1296	50,2				
150	57,4			346	5,8		
305	58,3	347	40,0				
763	61,0						
952	62,2						
1289	63,0						
1284	65,0						
799	61,1						
345	59,5						

(12) 748°,2.		(14) 756°,4.		(16) 21°.	
H.	I.	H.	I.	H.	I.
310	20,0	310	2,6(?)	295	201
765	29,3	752	5,85	758	215
1282	370	1262	9,45	953	215
348	20,3				

EXPÉRIENCES FAITES AVEC UN FIL DE FER DOUX DE $0^{cm},035$ DE DIAMÈTRE (ÉCHANTILLON C). — Avec cet échantillon, de même provenance que l'échantillon B, mais de masse un peu plus forte ($0^{gr},0067$), on a cherché à préciser autant que possible la forme de la courbe $I = f(H)$ dans le voisinage de la température de transformation. Vers cette température, les expériences sont difficiles et se font dans des conditions particulièrement défavorables, parce que l'intensité d'aimantation varie avec la température avec une extrême rapidité. A 737°, par exemple, la température doit être maintenue constante à $\frac{1}{10}$ de degré près, pendant toute une série d'expériences pour que les résultats puissent être utilisés. Un observateur, en agissant à l'aide d'un rhéostat sur le courant qui

chauffe le four s'occupe exclusivement de maintenir parfaitement constante la température, pendant qu'un second observateur fait les mesures magnétiques.

Les résultats de ces expériences sont consignés Tableau VII et *fig.* 10.

On peut admettre qu'au-dessus de 744°, on a à peu près une droite pour la courbe $I = f(H)$. Les coefficients d'aimantation sont alors :

θ.	K 10⁶.
744°,2	9700
749,9	3810
775,4	1092
826,0	366

Les degrés et dixièmes de degré indiqués ont seulement de l'intérêt pour définir les différences de température dans des expériences successives faites avec un même échantillon et sans déranger la position relavive du couple et du corps. Mais les températures indiquées ne sont comparables entre elles qu'à 15° près, pour des expériences faites avec des échantillons différents tels que B et C par exemple.

TABLEAU VII.

737°,3.		740°,5.		744°,2.	
H.	I.	H.	I.	H.	I.
5,2 (?)	21,4	42	2,04	103	1,13
11,5 (?)	22,9	152	3,40	159	1,82
31	24,0	158	4,60	322	3,21
61	26,6	321	7,10	569	4,76
90	24,1				
		113	3,60	84	0,98
73	23,4	54	2,18	55	0,72
44	24,9				

TABLEAU VII (suite).

749°,9.		775°,4.		820°.	
H.	I.	H.	I.	H.	I.
101	0,407	101	0,12	766	0,28
160	0,654	324	0,36	1150	0,42
323	1,27	571	0,626	1333	0,50
570	2,18	573	0,882		
789	2,88	1327	1,422		
362	1,50	363	0,411		
143	0,67	143	0,168		
114	0,53				

EXPÉRIENCES FAITES AU-DESSUS DE LA TEMPÉRATURE DE TRANSFORMATION (ÉCHANTILLONS D, E, F, G). — Aux températures supérieures à 770°, le champ démagnétisant dû à l'aimantation est insensible quelle que soit la forme du corps. On peut alors prendre des masses de fer beaucoup plus considérables, ce qui est du reste nécessaire parce que l'aimantation devient de plus en plus petite. D'autre part, à partir de 760°, et jusqu'à 1375°, on obtient des droites pour la courbe $I = f(H)$. Il nous suffit donc de donner les valeurs de K pour chaque température.

Aux températures supérieures à 1100°, il devient difficile de mener les expériences à bonne fin. A ces températures élevées, l'émail du four est fondu, la porcelaine est ramollie et la tige de l'ampoule a tendance à fléchir; le moindre contact accidentel entre l'ampoule et les parois du four amène une adhérence et il faut démonter tout l'appareil; enfin, les forces que l'on évalue sont de l'ordre de grandeur des $\frac{1}{10}$ de milligramme.

Les échantillons (D, E, F, G) sont de même provenance. Ils ont été taillés dans une tige de fer doux du commerce très pur contenant 0,04 pour 100 de carbone et

qui ne paraissait pas renfermer en quantité sensible d'autres corps étrangers.

Les échantillons D, E, G ont été chauffés dans un creuset vers 1200° avant d'être montés dans l'appareil (comme pour le fer de l'échantillon B).

L'échantillon D avait encore une forme allongée dans le sens du champ (longueur $0^{cm},55$, diamètre $0^{cm},10$ environ, masse $0^{gr},0324$). Il était monté dans un tube de platine et protégé autant que possible contre la cémentation par une faible couche de magnésie calcinée. On a pu opérer entre 760° et 924°. Les résultats sont consignés Tableau VIII.

L'échantillon E avait une masse déjà beaucoup plus forte ($0^{gr},44$). Il avait la forme d'un petit cylindre de $1^{cm},2$ de long sur $0^{m},27$ de diamètre. Il était enfermé dans un tube de platine dont il touchait les parois.

Enfin, avant de procéder aux expériences, on a chauffé plusieurs heures le fer dans sa gaine de platine vers 1000° ou 1100°. Cette manière de procéder est défectueuse; examinant le fer après les mesures, on l'a trouvé blanc et brillant à la surface et imprégné de platine intérieurement par cémentation.

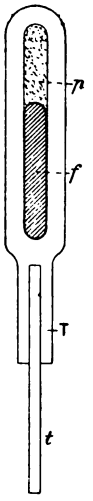
Le tube de platine était aussi imprégné de fer et devenu assez fortement magnétique (le platine avait gagné $0^{gr},028$ perdus par le fer). Les résultats sont consignés Tableau IX et *fig.* 13, courbe 4, points o. Les résultats sont intéressants au point de vue des modifications dans les propriétés du fer apportées par l'introduction du platine.

L'échantillon F (masse $0^{gr},351$) était monté dans un tube de platine, mais séparé du métal par une faible couche de magnésie calcinée. On a pu opérer entre 753° et 1365°; après l'opération, le fer n'avait rien perdu de son poids. Les résultats sont consignés Tableau X et *fig.* 13, courbe 3, points ..

L'échantillon G avait une masse beaucoup plus forte

($2^{gr},03$), il était monté dans une ampoule de porcelaine émaillée (*fig.* 8) fermée au chalumeau oxhydrique.

Fig. 8.



f, fer placé dans l'ampoule. — *p*, poussière de porcelaine. — T, tube de porcelaine soudé à l'ampoule. — *t*, tige de porcelaine qui soutient l'ampoule dans le four.

Après l'opération, le fer avait perdu $0^{gr},044$, soit environ 2 pour 100 de son poids qui, réagissant sur la porcelaine, s'était transformé en silicate. Les résultats sont relatifs à des températures comprises entre 1015° et 1355°. Ils sont consignés Tableau XI et *fig.* 14, points 6 marqués X.

TABLEAU VIII.

Échantillon D.

θ.	K 10⁶.	θ.	K 10⁶.
763°	4270	855°	292
797	950	794	1023
843	358	768	3310
924	32,5	760	6940?
758	7330?		

TABLEAU IX.

Échantillon E.

θ.	K 10⁶.	θ.	K 10⁶.
853°	68,1	123.4°	26,8
817	197	1287	27,0
784	1810	1292	29,9
773	6090?	—	—
772	10080?	889,	30,4
—	—	992	29,4
823	189	1082	27,9
845	93,7	1147	27,0
883	32,6	1225	26,5
1015	29,1	1084	27,6
1160	27,0	887	30,0

TABLEAU X.

Échantillon F.

θ.	K 10⁶.	θ.	K 18⁶.
753°	4340?	1162°	25,3
777	1320	—	—
797	728	933	27,4
816	491	942	27,4
845	295	1175	25,7
900	50,1	1222	24,9
933	28,6	1245	24,6
—	—	1295	35,8
797	705	1300	38,5
844	278	1353	32,8
865	197	1365	32,2
899	47,6	—	—
933	28,8	1360	32,2
985	28,4	1336	34,2
1039	27,7	1315	34,8
1097	27,0	1308	35,0
1137	26,9	1297	34,2
—	—	1271	21,8
1151	26,2	1254	23,0
1159	25,6	933	25,6

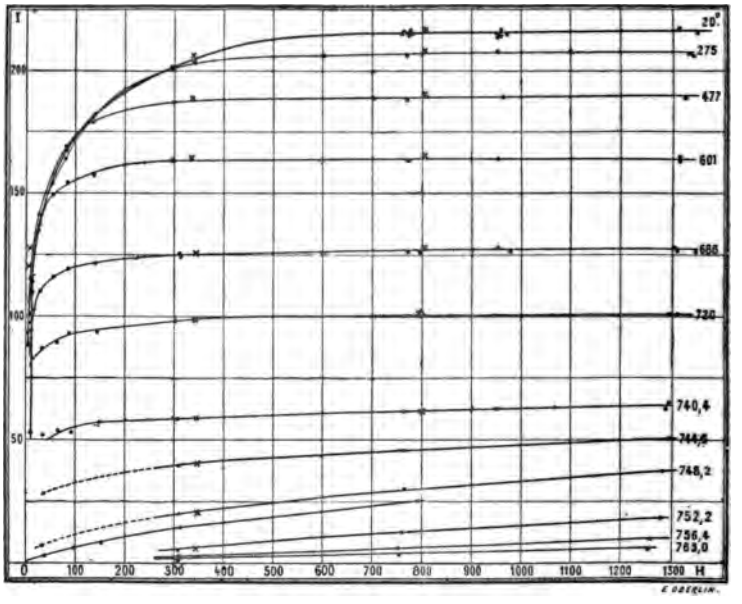
TABLEAU XI.

Échantillon G.

θ.	K 10⁶.	θ.	K 10⁶.
1015°.....	28,2	1225°.....	26,6
1179.....	25,4	1234.....	27,6
1182.....	25,2	1253.....	31,0
1175.....	25,6	1265.....	33,0
1191.....	25,5	1287.....	36,1
1199.....	25,7	1310.....	36,6
1205.....	25,7	1319.....	36,0
1215.....	26,1	1329.....	34,6

EXPOSÉ DES RÉSULTATS OBTENUS AVEC LE FER DOUX AUX TEMPÉRATURES INFÉRIEURES A 770°. — Les courbes (*fig.* 9) et le Tableau VI, relatifs à l'échantillon B, nous

Fig. 9.



ont permis de dresser le Tableau XII que nous considérons comme donnant le résultat le plus probable de nos mesures au-dessous de la température de 770°.

Tableau XII.

Températ.	Champs magnétisants. 1300.	1000.	750.	300.	150.	100.	75.	50.	25.	15.	10.
20°,0...	216,3	216,2	215,7	201,3	183,7	171,8	164,3	153,7	136,0	123(?)	»
275,0...	207,5	207,5	207,1	200,3	184,3	171,1	162,0	151,8	138,0	126(?)	117(?)
477,0...	189,6	189,5	188,9	186,8	180,3	173,0	166,2	155,0	140,5	129(?)	117(?)
601,0...	164,0	164,0	164,0	162,9	158,8	154,9	152,0	147,8	137,0	129	114(?)
688,0...	127,1	127,1	126,8	124,7	121,8	119,9	117,9	114,7	108,6	100	89(?)
720,0...	100,7	100,4	100,1	97,8	94,4	92,9	91,0	88,4	84,5	82	»
740,4...	64,0	62,3	61,3	58,5	57,1	55,2	53,0	50,5	46,0(?)	»	»
744,6...	50,1	47,6	45,4	39,2	34,6(?)	32,5(?)	31,0(?)	29,5(?)	27,0(?)	»	»
748,2...	37,3	31,1	29,2	19,4	14,0(?)	11,5(?)	10,0(?)	8,7(?)	6,5(?)	»	»
752,2...	18,2	15,0	12,2	5,3	3,5(?)	»	»	»	»	»	»
756,4...	9,62	7,4	5,55	2,22	1,11	0,74	»	»	»	»	»
760,5...	5,85	4,5	3,38	1,35	0,67	0,45	»	»	»	»	»
764,4...	4,42	3,4	2,55	1,02	0,51	0,34	»	»	»	»	»
767,9...	3,51	2,7	2,03	0,81	0,40	0,27	»	»	»	»	»
780,4...	1,88	1,45	1,09	0,43	0,20	0,145	»	»	»	»	»

Les expériences donnent les valeurs de l'intensité d'aimantation lorsque le champ magnétisant varie alternativement d'une matière continue de —1350 à +1350. Les effets de l'hystérésis se font très peu sentir lorsque l'on opère avec des champs aussi intenses.

Pour ne pas compliquer la figure, on a représenté seulement les branches correspondant à la période croissante de H. Les branches ascendantes sont probablement presque identiques avec ce qu'auraient donné les courbes de première aimantation dans les limites de champs utilisés. La branche correspondant à la période décroisssante se confond presque, du reste, avec la branche de la période croissante; il n'y a de différence sensible que pour les champs inférieurs à 100 et lorsque la température est peu élevée.

L'observation des courbes suggère quelques remarques :

Lorsque le champ croît de 0 à 1300, les courbes relatives à deux températures différentes s'écartent d'abord peu l'une de l'autre, sans toutefois se confondre, pendant toute une portion de leur tracé; puis ces courbes se séparent franchement. C'est ainsi que la courbe relative à 275° se sépare à peine de la courbe de 20° tant que le champ est inférieur à 300 unités. De même, la courbe de 477° s'écarte peu des courbes de 20° et de 275° tant que le champ est inférieur à 100 unités, etc. On peut imaginer une *courbe limite* qui serait celle vers laquelle tendent les autres courbes lorsque la température absolue tend vers zéro. La courbe d'une température quelconque s'écarterait peu de cette courbe limite sur une portion de son tracé d'autant plus longue que la température serait plus basse. On peut admettre que la courbe à 20° donne, à peu de chose près, pour les champs inférieurs à 450 unités, la première partie du tracé de cette courbe limite.

Pour faciliter les explications, nous distinguerons, dans

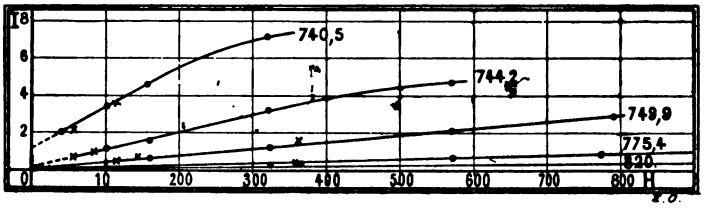
une des courbes, trois parties : une portion initiale dont nous venons de parler, une dernière portion pour laquelle l'intensité d'aimantation est presque constante, quel que soit le champ [1]; enfin une portion qui sert à raccorder les deux autres. Pour la courbe de 601°, par exemple, la portion initiale est relative aux champs inférieurs à 40 unités, la portion intermédiaire suit jusqu'à un champ voisin de 400 unités ; de 400 à 1300, l'intensité d'aimantation est presque constante. A 740°, et pour des températures supérieures à celle-là, la dernière portion a disparu.

A partir de 756° et jusqu'à 1375°, les courbes ne sont plus que des droites passant par l'origine. Cela signifie que, pour les températures supérieures à 756°, le fer a un coefficient d'aimantation constant (pour des champs magnétisants compris entre 25 et 1300 unités).

Le fer passe donc progressivement de l'état de corps ferro-magnétique à l'état de corps faiblement magnétique à coefficient d'aimantation constant.

La *fig.* 10 et le Tableau VII se rapportent à des expé-

Fig. 10.



riences faites avec l'échantillon C, dans le but de préciser, autant que possible, la forme de la courbe $I = f(H)$ aux températures voisines de son changement d'allure.

A 737°,3 (expériences non représentées sur la figure),

[1] *Voir* la note, p. 114.

I augmente progressivement de 22 à 24 pour des champs variant de 7 à 90 unités. Les courbes doivent passer par l'origine et y avoir un point d'inflexion; on voit alors nettement, d'après les expériences faites à 737°,3 et à 740°5 et 744°, que l'on doit avoir une augmentation très rapide de I pour les champs faibles, suivie d'un changement de direction absolument brusque. La quantité $\left(-\frac{d^2 I}{dH^2}\right)$ doit passer nécessairement par un maximum pour un champ plus faible que ceux qui ont été utilisés dans les mesures. A 775°,4 et à 820°, le coefficient d'aimantation est constant.

On peut chercher à se faire une idée du mécanisme de la transformation des courbes quand la température s'élève. Nous proposons l'interprétation suivante : Nous avons distingué trois portions dans les courbes relatives à l'état ferro-magnétique. Dans la première portion on a, pour les champs faibles, un coefficient d'aimantation énorme (en faisant abstraction des phénomènes d'hystérésis). Ce coefficient est du même ordre de grandeur, quelle que soit la température, et semble plutôt augmenter quand la température s'élève. La longueur de cette première portion est de plus en plus courte lorsque la température est de plus en plus élevée, si bien que, vers 750°, cette première portion disparaît. D'autre part, lorsque la température s'élève, la troisième portion à intensité d'aimantation constante des courbes ne se présente plus pour les limites des champs employés. Toute la courbe est alors constituée par une partie de la deuxième portion intermédiaire, et cette partie ne présente bientôt plus de courbure sensible dans les limites des champs employés. Ainsi, on est amené à la conception suivante : aux températures élevées, le fer commence par s'aimanter avec un coefficient initial énorme; mais il se fait, presque dès le début, un brusque changement dans la direction de la courbe

$I = f(H)$, le champ et l'intensité d'aimantation étant encore extrêmement faibles; la courbe se présente ensuite comme une droite beaucoup moins inclinée et qui semble passer par l'origine.

Les expériences de M. Hopkinson semblent particulièrement propres à éclaircir ce qui se passe pour les champs faibles dans le voisinage de la température de transformation, d'autant plus qu'il a étudié de très près la question. Mais les phénomènes d'hystérésis magnétiques viennent compliquer singulièrement les résultats. Si l'on essaye de faire abstraction de ces phénomènes d'hystérésis et de reconstituer ce que serait la courbe $I = f(H)$ s'ils n'existaient pas, on arrive de même, d'après ces expériences de M. Hopkinson, aux conclusions que nous venons de formuler.

M. Ewing [1] a montré qu'en plus de la courbe de première aimantation et de la courbe d'hystérésis, on pouvait constituer une troisième courbe que l'on pourrait, je pense, appeler *courbe d'aimantation stable*.

On obtient l'intensité d'aimantation correspondant à cette courbe en donnant des trépidations mécaniques à un fil de fer tout en le plaçant dans un champ magnétique (ou bien encore en lui donnant des trépidations électriques, d'après MM. Gerosa et Finzi, en le faisant parcourir par un courant alternatif). La courbe d'aimantation stable passe par l'origine; c'est, en quelque sorte, la courbe médiane entre les deux branches de la courbe d'hystérésis. Pour le fer doux, on obtient la même courbe à l'aide des champs magnétisants pendant que ceux-ci sont dans leur période croissante ou lorsqu'ils sont dans leur période décroissante. C'est de cette aimantation stable que je veux parler, lorsque je dis plus haut d'essayer de

---

[1] *Magnetic induction of iron*, t. CCCXX, p. 317.

reconstituer l'intensité d'aimantation en faisant abstraction des phénomènes d'hystérésis.

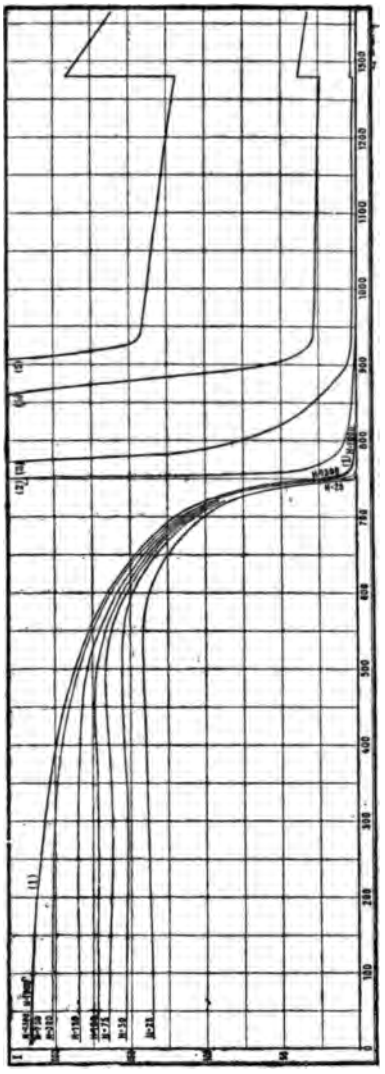


Fig. 11.

On a représenté (*fig.* 11, partie gauche), à un autre

point de vue, les résultats du Tableau XII, en portant les températures θ en abscisses et les intensités d'aimantation I en ordonnées pour des champs de 25, 50, 75, 100, 150, 300, 750, 1000 et 1300 unités. De 720° à 760°, les courbes sont tellement resserrées que l'on a seulement représenté alors celles relatives aux champs de 25, 300, 1000 et 1300 unités.

Pour des champs compris entre 300 et 1300 unités, l'intensité d'aimantation augmente constamment, quand la température s'abaisse de 760° à 20°.

Mais on voit déjà, sur la courbe relative à un champ de 300 unités, que l'intensité d'aimantation tend à devenir constante lorsque la température devient suffisamment basse. Le même fait se dégage de l'examen des courbes obtenues avec les champs moins intenses de 150, 100, 75, 50 unités. (Il semble y avoir des fluctuations dans les courbes avec tendance vers une valeur moyenne, mais ceci n'a pu être établi avec certitude.) Pour un champ de 25 unités et pour les champs plus faibles, l'intensité d'aimantation passe par un maximum à une température peu inférieure à celle de la température de transformation, puis décroît constamment en même temps que la température. Ce dernier effet était très important dans les recherches de M. Hopkinson, qui a utilisé des champs peu intenses. Il est dû, je pense, en grande partie, à une action indirecte provenant de ce que les phénomènes d'hystérésis magnétiques augmentent beaucoup quand la température s'abaisse.

Les courbes relatives aux champs de 1000 et 1300 unités se confondent entre 20° et 730°; puis, pour des températures plus élevées, la courbe pour le champ de 1000 unités tombe plus rapidement que l'autre à des valeurs extrêmement faibles.

La courbe pour H = 750 unités se confond avec la courbe pour H = 1300 sur une portion un peu moins

longue de son tracé; les courbes tendent à se détacher à 20° d'une part et à 720° de l'autre. La courbe pour $H = 300$ se rapproche de la courbe pour $H = 1300$ entre 477° et 720°, et s'en détache fortement aux températures supérieures à 720° ou inférieures à 477°. On est conduit à imaginer qu'il existe une *courbe limite* $I' = f(\theta)$ vers laquelle tendraient les courbes $I = f(\theta)$ dont nous venons de parler, si l'on utilisait des champs magnétisants d'une intensité considérable. Cette courbe limite serait probablement peu différente de la courbe relative à un champ de 1300 unités pour des températures comprises entre 20° et 730°. Pour des températures supérieures à 750°, si la courbe limite existait toujours, elle devrait se détacher fortement de la courbe pour $H = 1300$, et devrait nécessairement avoir un point d'inflexion entre 730° et 800. Pour une intensité de champ supérieure à 300°, une courbe quelconque $I = f(\theta)$ se rapprocherait beaucoup de la courbe limite $I' = f(\theta)$ sur une portion de son tracé d'autant plus long que le champ serait plus fort. Une courbe $I = f(\theta)$ se détacherait de la courbe limite : aux températures basses pour donner une branche presque horizontale; aux températures élevées pour donner une branche fortement inclinée.

L'examen des courbes montre qu'il n'y a pas une température déterminée pour laquelle le fer se transforme. D'une manière générale, l'intensité d'aimantation baisse d'abord lentement, puis de plus en plus vite quand la température s'élève, et la chute du magnétisme atteint son maximum de vitesse vers 740° ou 750°; les courbes ont alors un point d'inflexion. L'expression *température de transformation magnétique du fer,* qui est d'un usage très commode, a donc une signification un peu vague; il convient, je pense, de désigner ainsi la température moyenne des points d'inflexion des courbes.

Exposé des résultats obtenus aux températures

SUPÉRIEURES A 770°. — Les résultats obtenus avec les échantillons B, C, D, F, G sont en accord d'une manière générale et se complètent mutuellement. Cependant, pour amener les courbes $K = f(\theta)$ à coïncider autant que possible, il faut les déplacer par rapport à l'échelle des températures d'un certain nombre de degrés, ne dépassant pas du reste celui qui représente l'incertitude probable dans l'évaluation des températures. Nous avons ainsi déplacé la courbe de l'échantillon C de (+ 11°), celle de l'échantillon D de (— 3°), celle de l'échantillon F de (+ 5°) pour ramener ces courbes dans le prolongement de la courbe de l'échantillon C; puis nous avons construit une courbe moyenne qui nous a servi à dresser le Tableau XIV qui peut être considéré comme le résumé de nos mesures au-dessus de 760°. Ce n'est pas cependant la courbe $K = f(\theta)$ qui nous a servi entre 760° et 900° pour cet usage. K varie tellement vite avec la température dans cette région qu'il faut représenter LI en fonction de la température θ si l'on veut avoir une vue d'ensemble des phénomènes.

TABLEAU XIII.

θ.	$K\,10^6$.	θ.	$K\,10^6$.	θ.	$K\,10^6$.
756°	7500	820°	509	1100°	26,3
758	5800	840	348	1150	25,6
760	4680	860	238	1200	25,0
765	3270	880	138	1250	24,3
770	2420	900	61	1280	23,9
780	1480	920	33,9		38,3
790	1023	940	28,4	1300	36,9
800	776	1000	27,6	1330	34,8
810	625	1050	27,0	1336	32,3

On a représenté (*fig.* 11) les courbes $I = f(\theta)$. Au-dessus de 760°, le coefficient d'aimantation est constant, I est proportionnel au champ; on n'a plus alors représenté,

pour les températures supérieures à celle-là, que la courbe $I = f(\theta)$ relative à un champ de 1000 unités. Cette courbe (1), à l'échelle indiquée, s'évanouit vers 770°. Poursuivre le phénomène, on a représenté la même fonction : courbes (2), (3), (4), (5) avec des échelles respectivement 10, 100, 1000, 5000 fois plus grandes pour I. Comme le champ relatif à ces courbes est égal à 1000, on peut encore dire que les courbes (1), (2), (3), (4), (5) donnent respectivement, à l'échelle indiquée, les valeurs de $K\,10^3$, $K\,10^4$, $K\,10^5$, $K\,10^6$, $5\,K\,10^6$ pour $H = 1000$ et même pour toutes les valeurs de H comprises entre 25 et 1300 unités, lorsque la température est supérieure à 760°.

Aux températures supérieures à 750° et jusqu'à 1280°, l'intensité d'aimantation continue à décroître avec une vitesse de plus en plus faible. Mais, de 750° à 950°, la variation relative de l'intensité d'aimantation $\left(\frac{1}{I}\frac{dI}{d\theta}\right)$ est toujours considérable. L'intensité d'aimantation diminue de la moitié de sa valeur d'abord pour quelques degrés, puis pour 20° ou 30° d'élévation de la température.

De 950° à 1280°, le coefficient d'aimantation est presque constant, il diminue un peu avec la température.

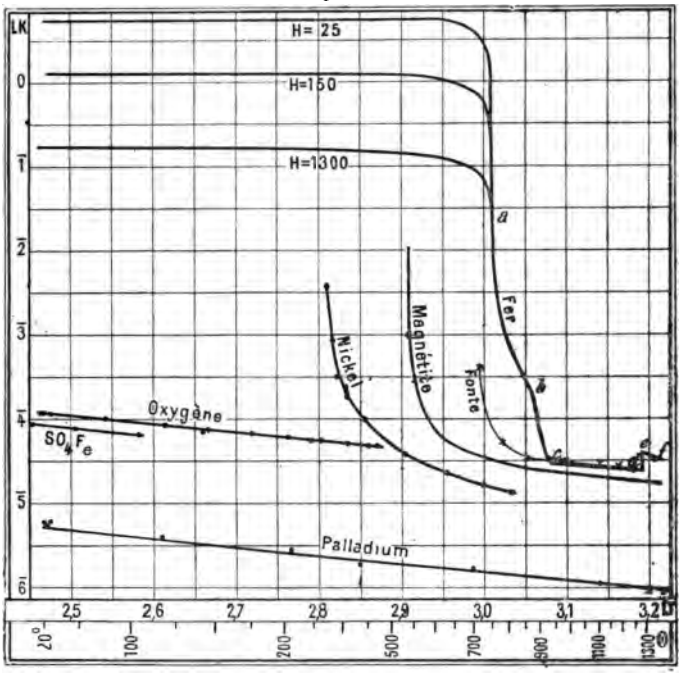
Vers 1280°, *le coefficient d'aimantation augmente brusquement de la moitié de sa valeur*, puis de nouveau, de 1280° à 1365°, il se remet à diminuer quand la température augmente.

Le fer doux présente une autre singularité dans le voisinage de la température de 860°. Cette singularité n'est guère apparente sur la *fig.* 11, mais elle devient manifeste si l'on construit la courbe de $\log I$ (ou de $\log K$) en fonction de la température θ. Le coefficient angulaire des tangentes à cette courbe donne les valeurs de $\frac{1}{I}\frac{dI}{d\theta}$, expression qui, changée de signe, est la vitesse relative de chute de l'intensité d'aimantation avec la température.

La courbe en logI a d'abord un premier point d'inflexion vers 750°, à une température voisine du point de transformation indiquant alors un maximum de vitesse relative de chute, puis la courbe a deux autres points d'inflexion, l'un à 840° et l'autre à 880°, qui indiquent respectivement pour ces températures un minimum et un maximum pour $\frac{1}{I}\frac{dI}{d\theta}$.

On a représenté (*fig.* 12) les valeurs des logarithmes

Fig. 12.



des coefficients d'aimantation (LK) en fonction des logarithmes de la température absolue (LT); cette représentation est très avantageuse : l'échelle logarithmique pour le coefficient d'aimantation permet d'avoir une représentation d'ensemble des propriétés magnétiques d'un corps

ferro-magnétique; cette échelle permet encore de réunir sur une même figure les courbes relatives aux divers corps magnétiques et de les comparer entre eux. L'échelle logarithmique des températures absolues est l'échelle de température la plus naturelle pour tous les phénomènes [1].

Enfin, lorsque pour un corps comme l'oxygène, le palladium, les sels magnétiques, on a la relation $K = \frac{A}{T}$ (où K est une constante), la représentation est une droite de coefficient angulaire égal à (— 1).

Les phénomènes qui se passent vers 750° pour le fer (*fig.* 12, point *a*) sont normaux; ce sont des phénomènes qui se rencontrent chez tous les corps ferro-magnétiques aux températures voisines de celles de transformation magnétique.

On voit nettement (*fig.* 12) que l'allure de la courbe de *a* en *b* entre 760° et 860° ne se poursuit pas au delà. Entre 860° et 900° la chute est beaucoup plus brusque; de part et d'autre de 860° (point *b*) on a des points d'inflexion. Sur la courbe (*fig.* 11), au contraire, la perturbation est à peine visible et se traduit seulement par un léger aplatissement de la courbe vers 860°.

On peut maintenant chercher à se faire une idée de ce qui se produit dans le fer. L'explication suivante me paraît séduisante; je la donne toutefois sous toute réserve : on pourrait admettre que jusqu'à 860°, le fer se comporte normalement comme tout autre corps ferro-magnétique. Vers 860° (*fig.* 12) le fer commence à se transformer en une deuxième variété allotropique, la transformation est complète vers 920° (*e*) et le fer reste dans cet état jusqu'à

---

[1] Avec cette échelle une température infiniment basse est ($-\infty$) comme une température infiniment élevée est ($+\infty$). Les rapports des nombres exprimant des températures absolues sont seuls déterminés sans convention spéciale. (Voir LIPPMANN, *Journal de Physique*, 2e série, t. III, p. 227.) Les différences des logarithmes sont de même déterminées.

1280° (*d*); le fer est alors analogue à un corps faiblement magnétique, au palladium, à l'oxygène. Enfin, à 1280°, le fer revient brusquement à son premier état et la ligne *ef* (1280° à 1366°) semble être le prolongement de la ligne *ab*. La ligne *ab* prolongée jusqu'en *f* constituerait bien une courbe analogue à celle que donne la magnétite ou le nickel [1].

Examen plus détaillé des expériences. — Il convient de se rendre compte du degré de certitude des faits qui viennent d'être décrits et de préciser certains détails qui peuvent donner des indications sur la nature des phénomènes. *La transformation magnétique vers* 750° n'est pas brusque, tout au moins pour les champs intenses. La diminution de l'intensité d'aimantation, quand la température s'élève, est seulement très rapide, d'autant plus rapide que le champ est plus faible; il y a tendance à transformation brusque lorsque les champs deviennent très faibles. Il n'est pas admissible, par exemple, que des inégalités de température dans le fil de fer masquent une chute brusque sensible. Les échantillons B et C sont, en effet, des fils de masse très petite; ils sont placés dans des tubes de platine dirigés horizontalement dans le four. Les différences de température doivent être extrêmement petites

---

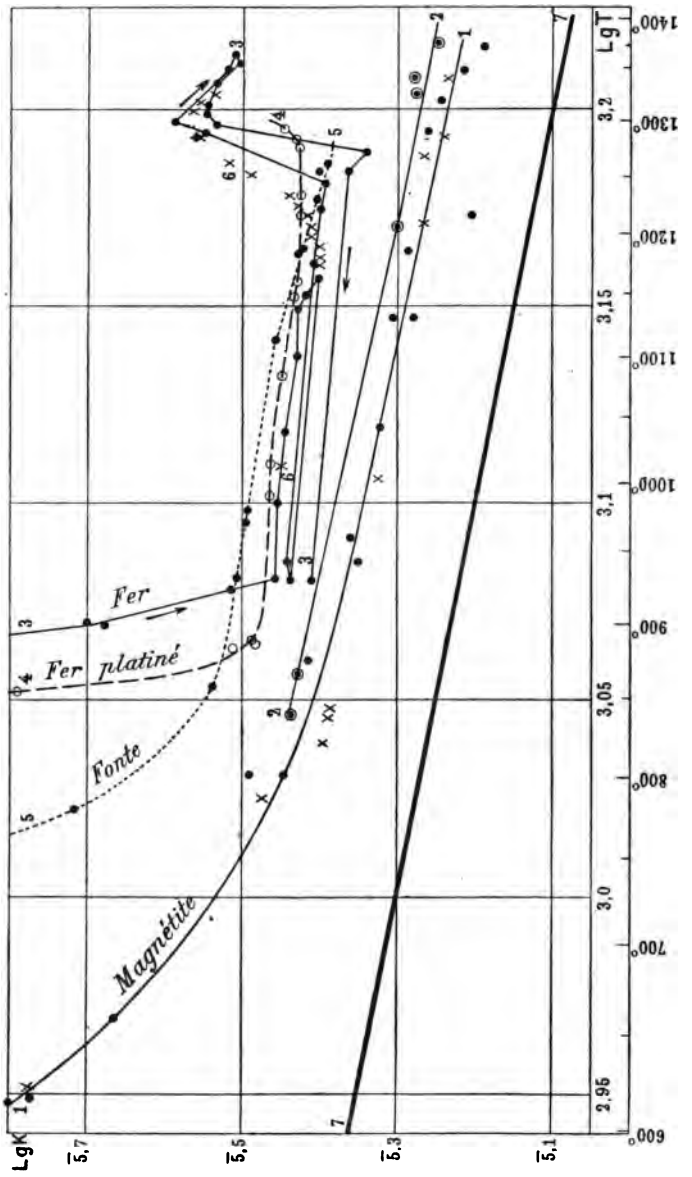
[1] J'ai émis cette hypothèse pour donner une image des résultats de mes expériences et pour chercher à quelles conséquences ils semblent conduire lorsqu'on les considère isolément. Je ne me fais pas d'ailleurs l'illusion de croire que ces résultats soient suffisants pour résoudre à eux seuls la difficile question des transformations du fer. Cette question a été l'objet de nombreux travaux en ces dernières années. M. Le Chatelier a remarqué (*Société de Physique*, séance du 20 avril 1894) que la transformation magnétique vers 750° et le changement d'allure vers 860° correspondent respectivement aux transformations Ar^2 et Ar^3 de M. Osmond, et que la transformation de 1280° correspond à un changement dans les propriétés du fer qui avait été signalé vers 1300° par M. Ball, mais dont l'existence avait été contestée (Osmond, *Transformation du fer et du carbone*, 1888. Ball, *Proceedings of the Iron and Steel Institute*, t. I, p. 103; 1891).

dans les diverses parties des fils et ne sauraient masquer que des chutes brusques insignifiantes.

La transformation qui se produit à partir de 860° m'avait échappé lorsque je fis les mesures, parce que je n'avais pas employé les coordonnées logarithmiques pour représenter les valeurs de K. Le changement de direction de la courbe en LK est absolument nécessaire pour expliquer la baisse considérable qui se produit entre 855° et 900° d'après les mesures faites sur l'échantillon D et sur l'échantillon E. Cette baisse du coefficient d'aimantation avec la température ne me paraît pas non plus être tout à fait brusque bien qu'elle soit fort rapide.

La transformation qui se produit vers 1280° et se traduit par une augmentation brusque a d'abord été pressentie avec l'échantillon E platiné qui, à la limite des températures atteintes dans les expériences (1290°), indiquait une tendance à l'augmentation pour K (*fig.* 13). L'existence de l'augmentation est, je pense, mise hors de doute par les expériences avec l'échantillon F. On peut suivre (*fig.* 13) la marche de ces expériences (on a représenté les valeurs de LI en fonction de LT et l'on a indiqué sur l'échelle de LT la position de quelques températures θ exprimées en degrés centigrades. La courbe (4) points (o) se rapporte à l'échantillon E platiné. La courbe (3) points (.) se rapporte à l'échantillon F. Toutes les mesures ont été faites après avoir laissé la température constante un temps suffisant pour que le morceau de fer soit en équilibre de température avec le four et le couple. Avec l'échantillon E, on a commencé par chauffer jusqu'à 1162° en faisant des mesures; on est revenu à 933°, ce qui a permis de constater une baisse des valeurs de K à une même température. On a ensuite chauffé jusqu'à 1365°; une hausse brusque des valeurs de K s'est produite entre 1245° et 1295°. A partir de 1300° jusqu'à 1365° K diminue. On a fait des déterminations pendant le refroi-

Fig. 13


Fer
Fer platiné
Fonte
Magnétite
LgK
LgT
$\bar{5}.7$
$\bar{5}.5$
$\bar{5}.3$
$\bar{5}.1$
2,95
3,0
3,05
3,1
3,15
3,2
600°
700°
800°
900°
1000°
1100°
1200°
1300°
1400°

dissement qui montrent que K éprouve, en sens inverse, les mêmes variations que pendant l'échauffement. Les courbes par échauffement et refroidissement auraient été probablement identiques si les expériences n'avaient été troublées par une baisse lente et progressive dans les valeurs de K qui semble avoir été proportionnelle au temps, qui s'est produite constamment, mais dont nous n'avons pas su pénétrer la cause.

L'échantillon F était en bon état à la fin des mesures et son poids n'avait pas varié. Nous avons voulu toutefois nous assurer, en nous mettant dans des conditions très différentes, que la variation reconnue à 1280° n'était pas due à quelque action secondaire, cémentation du fer par le platine, formation d'oxyde, déréglage de l'appareil, etc. Les expériences ont été faites dans ce but avec l'échantillon G, points (6) marqués X (*fig.* 13). Cet échantillon était situé dans une ampoule de porcelaine. Il avait une masse six fois plus grande que celle de l'échantillon F. Les résultats de l'expérience sont en accord avec ceux donnés par l'échantillon F. Les valeurs numériques pour K sont aussi à peu près les mêmes et à peu près la même aussi la grandeur de la variation à 1280°. Un accident a mis fin aux expériences et l'on n'a pas pu voir ce qui se passait pendant le refroidissement. Les expériences avec le fer F indiquent que le changement de 1280° est brusque. Les expériences avec le fer G indiquent, au contraire, une augmentation progressive de K avec la température; mais cette augmentation progressive résulte évidemment de ce que la température du morceau de fer G n'était pas uniforme. Ce morceau, en effet, était assez volumineux et sa plus grande dimension était dirigée verticalement; il était situé dans une grosse ampoule de porcelaine qui occupait une place très grande dans le four.

D'une manière générale *nous n'avons pas trouvé d'hystérésis dans la relation entre l'intensité d'aimantation*

et la température pour le fer doux (¹). C'est-à-dire que les valeurs obtenues pour l'intensité d'aimantation à chaque température ont été retrouvées *à peu près* les mêmes pendant la période d'échauffement et celle de refroidissement. Il convient de rappeler que les morceaux de fer employés ont subi une cuisson prolongée vers 1200° avant d'être portés dans l'appareil magnétique. Comme vérification de cette concordance dans les résultats obtenus à chaque température, nous citerons, pour l'échantillon B, les quatre séries à la température ambiante et deux séries à 688°. Pour l'échantillon D les valeurs obtenues lorsque les températures successives vont en augmentant sont en accord avec celles obtenues lorsque les températures successives allaient en diminuant.

Nous avons vu qu'avec l'échantillon F le coefficient d'aimantation aux températures supérieures à 1000° a baissé d'une façon continue pendant le cours des expériences.

Ce n'est pas là un effet d'hystérésis, mais bien plutôt une sorte de *viscosité dans l'action de la chaleur*. Cette viscosité, nous l'avons encore rencontrée plus accentuée dans un autre échantillon (²); mais, au contraire, les échantillons B, D, F, G ne nous ont rien donné de semblable. Il y a là une contradiction que nous n'avons pas su expliquer.

Propriétés du fer platiné. — On a obtenu avec l'échantillon D, qui avait été platiné, des résultats qui diffèrent sensiblement de ceux trouvés avec les autres échantillons. Les deux premières transformations se sont

(¹) L'acier présente au contraire des phénomènes d'hystérésis de ce genre très marqués, M. Hopkinson a décrit ces phénomènes dont j'ai pu vérifier l'existence.

(²) Nous ne donnons pas les résultats obtenus avec cet échantillon parce qu'un accident nous a empêché d'avoir une série complète.

rapprochées au point presque de se confondre. En effet, le maximum de vitesse de chute de K, constituant la transformation magnétique proprement dite, a lieu vers 773° au lieu de remonter vers 750°, et la baisse rapide qui, avec le fer doux, a lieu entre 860° et 900°, a lieu entre 817° et 860°. Le fer est dans un état comparable aux corps faiblement magnétiques entre 915° et 1280° (*cd*, *fig.* 12); cet état s'étend de 870° à 1290° (*fig.* 13) pour le fer platiné.

FONTE.

J'ai fait des expériences sur un échantillon de *fonte blanche* très impure (¹).

J'avais pour but principal de voir quel trouble la fusion apporte dans les phénomènes magnétiques. La fonte était placée dans une ampoule de porcelaine. Les résultats sont consignés Tableau XIV, *fig.* 12 (points X) et *fig.* 13, courbe 5, points ..

La fusion ne semble avoir aucune influence; la température de transformation magnétique a lieu vers 670° à une température inférieure à celle du fer doux. La deuxième transformation du fer doux n'existe plus. De 930° à 1267°, les résultats sont très voisins de ceux donnés par le fer. De 850° à 1267°, les résultats peuvent être représentés approximativement en coordonnées logarithmiques par une droite de coefficient angulaire égal à — 1 (²).

On aurait alors

$$10^6 K_t = \frac{38\,500}{T}.$$

(¹) Je n'ai pas d'analyse quantitative. Cette fonte contenait beaucoup de carbone combiné et de carbone graphitoïde, beaucoup de phosphore, beaucoup de soufre, un peu d'arsenic.

(²) Le gros trait placé dans le bas de la *fig.* 13 indique la direction des droites de coefficient angulaire égal à (— 1).

On voit que la fonte blanche est assimilable à un corps faiblement magnétique sur un intervalle de température plus grand que le fer doux. La présence du carbone contribue donc à maintenir le fer à plus basse température dans l'état où il se trouve entre 930° et 1280°.

NICKEL.

La température de transformation magnétique du nickel est voisine de 340°; nous avons étudié ce corps entre 373° et 806°. Le coefficient d'aimantation est alors indépendant de l'intensité du champ. Il décroît régulièrement et très rapidement quand la température augmente. Le nickel était renfermé dans un tube de platine. Les résultats obtenus sont consignés dans le Tableau XV et *fig.* 12.

MAGNÉTITE.

Le magnétite (fer-aimant Fe^3O^4) est le corps ferromagnétique qui se prête le mieux à une étude complète des propriétés magnétiques au-dessus de la température de transformation. C'est un corps stable que l'on peut chauffer à des températures très élevées dans des ampoules de platine sans l'altérer. Les trois échantillons sur lesquels ont porté les expériences ont été pris dans un même cristal de magnétite octaédrique (provenance d'Essex, États-Unis). La température de fusion a été trouvée à 1377°. La température de transformation magnétique a lieu vers 535°. De 550° à 1370°, le coefficient d'aimantation est indépendant du champ et décroît très régulièrement quand la température s'élève.

Les déterminations relatives aux trois échantillons sont respectivement données par les Tableaux XVI, XVII et XVIII, et les courbes des *fig.* 12 et 13.

Les résultats obtenus avec les deux premiers échantillons sont convenablement représentés par la courbe (1) (*fig.* 13) [points (o) et (o)]. Les résultats obtenus avec le troisième sont un peu plus forts et sont représentés par la courbe (2), points (o).

On voit qu'aux températures supérieures à 850°, les résultats sont convenablement représentés en coordonnées logarithmiques par une droite ayant un coefficient angulaire égal à (— 1), c'est-à-dire que, à ces températures élevées, la magnétite se comporte comme les corps faiblement magnétiques, comme l'oxygène, comme le fer. *Le coefficient d'aimantation de la magnétite varie en raison inverse de la température absolue entre* 850° *et* 1360°. Ceci semble être une loi limite vers laquelle tend le coefficient d'aimantation de la magnétite lorsque la température s'élève. Cette loi se vérifie avec une approximation comparable aux incertitudes des expériences qui, à vrai dire, sont peu précises à ces températures (voir *fig.* 13). On a, entre 850° et 1360°,

$$K\,10^6 = \frac{28\,000}{T}.$$

Le Tableau XIX a été dressé d'après l'ensemble de nos déterminations pour représenter les propriétés magnétiques de la magnétite.

Je désirais beaucoup savoir si le coefficient d'aimantation variait au moment de la fusion. Tous les essais, dans ce sens, sont demeurés infructueux et, en atteignant la température de fusion, 1377°, quelque accident mettait chaque fois fin aux expériences. Dans la dernière série, la température étant montée accidentellement au-dessus de 1400°, le four de porcelaine s'est boursouflé et a fondu, enveloppant dans une sorte de gangue tout ce qu'il contenait.

Tableau XIV.

Fonte.

θ.	K 10⁶.	θ.	K 10⁶.
717.....	400,0	1186.....	26,2
780.....	51,6	1230.....	25,1
858.....	34,0	1267.....	24,5
932.....	32,2	—	—
972.....	31,2	1254.....	25,1
981.....	31,0	1183.....	26,7
1110.....	28,6		

Tableau XV.

Nickel.

θ.	K 10⁶.	θ.	K 10⁶.
373.....	3650,0	531.....	37,6
384.....	802,0	626.....	22,6
392.....	665,0	724.....	16,5
410.....	200,0	806.....	13,2
445.....	97,0		

Tableau XVI.

Magnétite.

θ.	K 10⁶.	θ.	K 10⁶.
550.....	362,0	959.....	22,9
564.....	159,6	1041.....	21,0
586.....	92,7	1130.....	20,3
616.....	63,4	—	—
658.....	46,6	802.....	28,1
804.....	30,9	1130.....	18,8
—	—	1218.....	16,1
566.....	166,0	=	=
550.....	376,0	616.....	59,6
542.....	822,0?	945.....	22,4
540.....	1500,0?	1187.....	19,4
=	=	1284.....	18,2
615.....	60,7	1322.....	17,5
803.....	27,8	1349.....	16,5
875.....	26,0	1369.....	15,3

TABLEAU XVII.

Magnétite.

θ.	K 10⁶.	θ.	K 10⁶.
562	315,0?	823	74,9?
621	59,8		
788	29,7	837	24,5
1003	22,5	1209	18,6
1268	18,5	1277	17,4
		1341	17,2
842	24,4		

TABLEAU XVIII.

Magnétite.

θ.	K 10⁶.	θ.	K 10⁶.
839	27,2	1326	18,8
865	26,9	1341	18,9
1209	20,0	1375	17,6?

TABLEAU XIX.

Magnétite.

θ.	K 10⁶.	θ.	K 10⁶.
536	10 000,0?	660	45,6
540	11 500,0?	700	38,7
542	822,0?	760	31,7
550	369,0	800	28,4
565	162,8	900	24,3
586	92,7	1000	22,0
615	62,5	1200	19,3
630	54,8	1350	17,3

CHAPITRE V.

CONCLUSIONS.

MESURES ABSOLUES. — Notre appareil n'était pas disposé spécialement en vue des mesures absolues. Nous

pensons que les déterminations absolues faites pour l'eau et le bismuth présentent une incertitude de 3 pour 100. Nous avons trouvé pour coefficient d'aimantation spécifique K de l'eau $K\,10^6 = -0,79$, pour celui du bismuth $K\,10^6 = -1,35$ (¹).

Les autres déterminations peuvent être considérées comme des déterminations relatives par rapport à l'eau, ramenées aux valeurs absolues en adoptant pour l'eau $K\,10^6 = -0,79$.

Résultats numériques. — Le Tableau XX donne les valeurs des coefficients d'aimantation spécifiques pour divers corps à diverses températures et pour des champs compris entre 25 et 1350 unités.

Tableau XX.

	Températures.				10^6K.
Bismuth solide.....		à	20°	—	1,35
» solide.....		à	273	—	0,957
» liquide.....	273°	à	405	—	0,038
Antimoine déposé par électrolyse.....		à	20	—	0,68
» solide.....		à	540	—	0,47
» à la température ambiante après chauffe à 535°..		à	20	—	0,94
Phosphore ordinaire, solide ou liquide.....	19	à	71	—	0,92
Phosphore rouge (valeur grossièrement approchée)...	20	à	275	—	0,73
Eau.....	15	à	189	—	0,79

(¹) Les mesures de Quincke pour l'eau $K\,10^6 = -0,815$ et de Du Boys pour l'eau $K\,10^6 = -0,837$, et celles d'Ettinghausen pour le bismuth $K\,10^6 = -1,38$ présentent, je pense, le même degré d'incertitude que les nôtres. Il serait bien utile d'avoir une bonne mesure absolue pour l'eau par une méthode plus directe. La méthode indiquée par M. Gouy (*Comptes rendus*, t. CIX, p. 985; 1889), employée avec une balance très sensible, donnerait, je crois, d'excellents résultats.

TABLEAU XX (suite).

	Températures.			10^6 K.
Sel gemme	16° à 455°		—	0,580
Chlorure de potassium	18 à 465		—	0,55
Sulfate de potasse	17 à 460		—	0,43
Azotate de potasse, solide ou liquide (fusion à 350°)	18 à 420		—	0,330
Quartz parallèlement ou normalement à l'axe	18 à 430		—	0,441
Soufre octaédrique, prismatique, en fleur, solide ou liquide	15 à 225		—	0,51
Sélénium, solide ou liquide	20 à 200		—	0,320
	240 à 415		—	0,307
Tellure	20 à 305		—	0,311
Brome	à 20		—	0,41
Iode, solide ou liquide (fusion à 104°)	18 à 164		—	0,385
Palladium	à 20		+	5,3
	à 1370		+	0,87
Air	à 20		+	26,7
Oxygène	à 20		+	115,0
	à 452		+	46,5
Fer Champ de 1300 unités	à 20		+	166000,0
Fer Champ de 25 unités	à 20		+	5440000,0
Fer Champ de 25 à 1300 unit.	à 1000		+	27,6

Le coefficient d'aimantation du *bismuth* varie en fonction de la température θ entre 15° et la température de fusion 273° suivant une loi linéaire; on a, dans ces limites de température,

$$10^6 K_\theta = -1,35\,[1 - 0,00115\,(\theta - 20)].$$

Le coefficient d'aimantation spécifique des *corps faiblement magnétiques* est donné à diverses températures par la formule

$$10^6 K_t = \frac{A}{T},$$

où A est une constante et T la température absolue. Cette loi se vérifie sensiblement pour les corps suivants :

L'oxygène, entre 15° et 452°, avec A.....	33700
Le palladium, entre 20° et 1370°, avec A.....	1520
Le sulfate de protoxyde de fer (dissous), entre 12° et 108°, avec A.....	24200

Les chlorures ferreux et ferriques, le sulfate de nickel, l'azotate de cobalt, le ferricyanure de potassium, le sulfate de manganèse dissous dans l'eau (d'après les expériences de MM. Wiedemann et Plessner) entre 12° et 70°.

Le sulfate de manganèse et *le sulfate de cobalt* desséchés (d'après M. Plessner) entre 12° et 60°.

La magnétite, entre 850° et 1360°, avec A....	28000
La fonte blanche, entre 850° et 1267°, avec A.	38500
Le fer (1), entre 930° et 1280°, avec A valant..	34000 à 37000

Aux nombres qui précèdent, il faut joindre, pour avoir l'exposé de nos résultats :

Les TABLEAUX XII et XIII, qui résument nos expériences sur le *fer doux* (p. 85 et 93);

Le TABLEAU XIV relatif à la *fonte* (p. 105);

Le TABLEAU XV relatif au *nickel* (p. 105);

Le TABLEAU XIX qui résume nos expériences sur la *magnétite* (p. 106).

COMPARAISONS DES PROPRIÉTÉS MAGNÉTIQUES DES CORPS ÉTUDIÉS. — *Le coefficient d'aimantation spécifique des corps diamagnétiques est indépendant de l'intensité du champ. Il est aussi généralement indépendant de la température :* c'est ce qui arrive pour l'eau, le sel gemme,

(1) L'échantillon G (entre 1015° et 1182°) est bien en accord avec cette loi; pour les échantillons E et F entre 930° et 1280°, les résultats sont grossièrement représentés par la formule; la loi de variation est, en réalité, moins rapide.

le chlorure de potassium, le sulfate de potasse, l'azotate de potasse, le quartz, le soufre, le sélénium, le tellure, l'iode, le mercure, le phosphore, le bismuth fondu. Du moins, on peut dire que le coefficient de variation du coefficient d'aimantation de ces corps est fort petit, de l'ordre de grandeur du coefficient de dilatation des corps solides, par exemple.

L'antimoine et le bismuth font exception à cette règle; le coefficient d'aimantation de ces corps diminue assez rapidement en valeur absolue, quand la température augmente. *Pour le bismuth,* qui a été étudié spécialement, *la loi de variation est linéaire.*

Les changements d'état physique ou chimique n'ont souvent qu'une influence insignifiante sur les propriétés diamagnétiques; celles-ci se révèlent alors comme des propriétés dépendant seulement de l'état des dernières particules de la matière et indépendantes de leur arrangement. Nous citerons, comme n'ayant pas d'influence, la fusion de l'azotate de potasse à 350°, celle du phosphore blanc à 44°, celle de l'iode à 104°, celle du soufre; les transformations diverses qu'éprouve le soufre quand on le chauffe, les changements d'états allotropiques, tels que ceux du soufre prismatique et du soufre en fleur, se transformant en soufre octaédrique. Cependant il n'en est pas toujours ainsi : le coefficient d'aimantation du sélénium semble diminuer en valeur absolue de 3 à 4 pour 100 par la fusion; le coefficient d'aimantation du phosphore blanc éprouve une diminution bien plus considérable, quand ce corps se transforme en phosphore rouge, l'antimoine se dépose par électrolyse dans un état allotropique beaucoup moins diamagnétique que la variété ordinaire; enfin, *le coefficient d'aimantation du bismuth devient, par fusion, vingt-cinq fois plus faible.*

Les corps faiblement magnétiques ont aussi un coefficient d'aimantation indépendant de l'intensité du

champ; mais ces corps se comportent tout autrement au point de vue des changements produits par la température. La loi de variation du coefficient d'aimantation a une allure hyperbolique et le plus souvent *le coefficient d'aimantation spécifique varie simplement en raison inverse de la température absolue.*

C'est au moins comme première approximation ce qui arrive pour l'oxygène, pour le palladium, pour les sels magnétiques dissous ou desséchés.

La différence d'action de la température sur le coefficient d'aimantation des corps magnétiques et diamagnétiques est absolument tranchée et *ces résultats sont en faveur des théories qui attribuent le magnétisme et le diamagnétisme à des causes de nature différente* (1).

Les propriétés des corps ferromagnétiques et des corps faiblement magnétiques sont, au contraire, intimement reliées. *Un corps ferromagnétique se transforme progressivement quand on le chauffe et prend les propriétés d'un corps faiblement magnétique.* Nous avons étudié sur le fer la transformation continue des courbes $I = f(H)$ reliant l'intensité d'aimantation à l'intensité du champ, depuis la température ambiante jusqu'à 760°, température à partir de laquelle ces courbes ne sont plus que des droites passant par l'origine pour les limites des champs employés.

---

(1) Si ces causes de natures différentes se superposent dans un même corps, on peut s'attendre à trouver une loi de variation avec la température sous la forme

$$K_t = \frac{A}{T} - K_1,$$

A et K_1 étant deux constantes, K_1 caractérisant les propriétés diamagnétiques généralement invariables. En général, les propriétés magnétiques sont assez fortes pour masquer complètement l'existence d'un terme tel que K_1; mais ceci n'a peut-être plus lieu pour des corps très faiblement magnétiques, comme le palladium, par exemple, auquel semble correspondre pour K une loi de variation un peu plus rapide que la loi inverse de la température absolue.

Lorsque l'on élève la température d'un corps ferromagnétique, et lorsque les propriétés magnétiques ont subi la première baisse rapide caractéristique qui correspond à ce que l'on appelle point de transformation magnétique (baisse qui a lieu vers 745° pour le fer, vers 530° pour la magnétite, vers 340° pour le nickel), le coefficient d'aimantation est indépendant du champ magnétisant pour des champs inférieurs à 1350 unités. Mais les coefficients d'aimantation sont encore considérables, si on les compare à ceux des corps faiblement magnétiques. Si l'on augmente encore la température, les coefficients baissent rapidement. Prenons comme type la magnétite, qui a été étudiée jusqu'à 1370° et ne présente pas d'anomalies : nous verrons le coefficient d'aimantation finir par varier de 850° à 1370° sensiblement en raison inverse de la température absolue ; c'est la loi trouvée pour les corps faiblement magnétiques. De plus le coefficient d'aimantation de la magnétite est alors précisément de l'ordre de grandeur des coefficients d'aimantation de ces corps. Ses expériences sur la fonte, sur le nickel et même celles sur le fer [1], convenablement interprétées, tendent à prouver la généralité des conclusions qui précèdent. Il semble donc *probable* que, lorsque l'on élève la température, *la loi inverse de la température absolue est une loi limite vers laquelle tend la loi de variation du coefficient d'aimantation spécifique d'un corps ferromagnétique, lorsque la température est suffisamment éloignée de celle de transformation.*

ANALOGIE ENTRE LA MANIÈRE DONT AUGMENTE L'INTENSITÉ

---

[1] Prolongeons (*fig.* 12) la droite qui représente en coordonnées logarithmiques les lois de variations du coefficient d'aimantation de l'oxygène. Cette droite prolongée conviendra approximativement pour représenter les coefficients d'aimantation du fer entre 925° et 1280°. Si l'on admet que la loi de variation de l'oxygène entre 15° et 450° se vérifie aux températures élevées, il en résulte qu'entre 925° et 1280° l'oxygène et le fer ont presque les mêmes coefficients d'aimantation spécifique.

D'AIMANTATION D'UN CORPS MAGNÉTIQUE SOUS L'INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE ET DE L'INTENSITÉ DU CHAMP, ET LA MANIÈRE DONT AUGMENTE LA DENSITÉ D'UN FLUIDE SOUS L'INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE ET DE LA PRESSION. — Il y a des analogies entre la fonction $f(I, H, T) = 0$ relative à un corps magnétique et la fonction $f(D, p, T) = 0$ relative à un fluide. L'intensité d'aimantation I correspond à la densité D, l'intensité du champ H correspond à la pression p, la température absolue T joue le même rôle dans les deux cas. Pour un corps faiblement magnétique ou un corps ferromagnétique à une température suffisamment élevée au-dessus de celle de transformation, on a la relation

$$I = A\frac{H}{T},$$

où A est une constante. De même pour un fluide suffisamment éloigné de sa température de liquéfaction, on a la relation

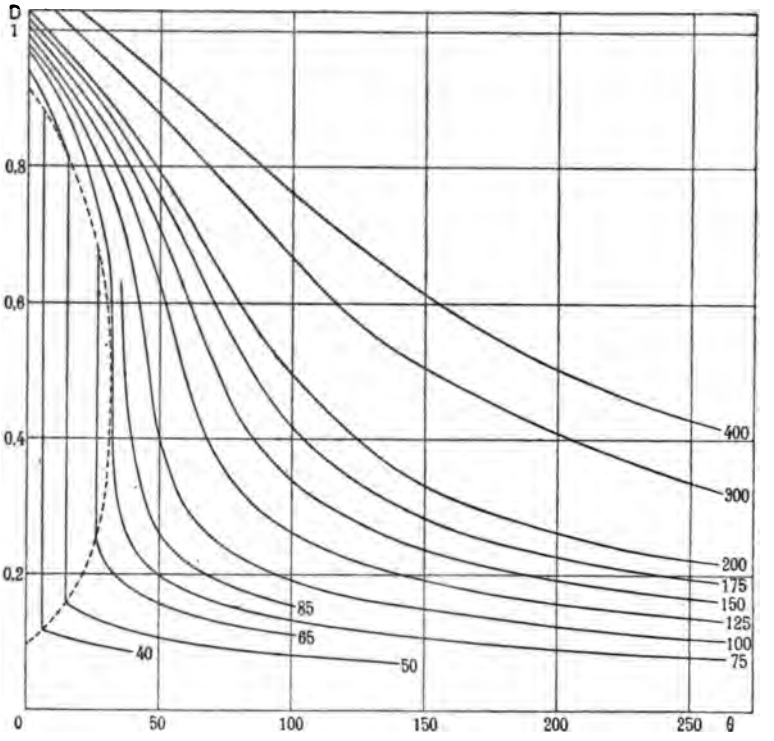
$$D = \frac{1}{R}\frac{p}{T},$$

où $\frac{1}{R}$ est une constante. La loi de la constance du coefficient d'aimantation, quand le champ varie, et la loi inverse de la température absolue pour le coefficient d'aimantation sont les lois qui correspondent aux lois de Mariotte et de Gay-Lussac.

La manière dont varie l'intensité d'aimantation en fonction de la température dans le voisinage de la température de transformation, le champ restant constant, rappelle la façon dont varie la densité d'un fluide en fonction de la température dans le voisinage de la température critique (la pression restant constante). L'analogie a lieu entre les courbes $I = \varphi(T)$, que nous avons obtenues, et les courbes $D = \varphi(T)$ correspondant aux pressions un peu supérieures aux pressions critiques. La *fig.* 14, con-

struite avec les données déterminées par M. Amagat sur l'acide carbonique, et la *fig.* 15, construite d'après mes expériences sur le fer, permettent de saisir cette analogie.

Fig. 14.



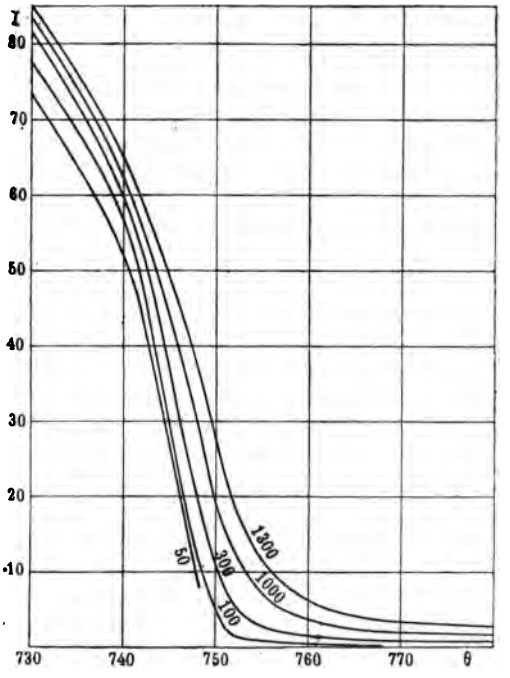
Les courbes de la *fig.* 14 donnent, d'après les expériences de M. Amagat, les densités par rapport à l'eau de l'acide carbonique en fonction de la température (entre 0° et 258°); chaque courbe correspond à une pression différente indiquée en atmosphères sur la figure. La courbe de liquéfaction est tracée en pointillé. Les courbes (*fig.* 15) représentent la relation entre les intensités d'aimantation et la température pour le fer (entre 730° et 780°) pour des champs de 50, 100, 300, 1000, 1300 unités.

Les courbes $I = f(t)$, relatives aux phénomènes magnétiques du fer pour des champs de 50 à 1300 unités, sont analogues entre

740° et 780° aux courbes $D = f(t)$ relatives à la densité de l'acide carbonique entre 0° et 258° pour des pressions voisines de 75^{atm} à 200^{atm}.

Lorsque la température s'abaisse, le faisceau des courbes $I = f(t)$ pour le fer se resserre de 750° à 740°, puis, aux températures inférieures à 740°, le faisceau tend à s'épanouir. En général,

Fig. 15.



pour les fluides, dans les limites de température utilisées jusqu'ici, le faisceau des courbes $D = f(t)$ se resserre constamment quand la température s'abaisse. Cependant pour l'eau (expériences de M. Amagat), les courbes se resserrent seulement entre 200° et 45° pour s'écarter ensuite légèrement les unes des autres lorsque la température passe de 45° à 0°.

La comparaison peut être utile, car elle peut suggérer quelques expériences nouvelles. La densité d'un fluide,

par exemple, augmente d'autant plus brusquement, lors d'un abaissement de température, que la pression est plus basse. Lorsque la pression est plus faible que la pression critique, la contraction est brusque et l'on a le phénomène de la liquéfaction. De même l'intensité d'aimantation augmente d'autant plus brusquement lors d'un abaissement de température que le champ est plus faible. On peut se demander si l'augmentation serait brusque avec un champ suffisamment faible. On peut encore se demander s'il existe un point critique des constantes critiques pour les phénomènes magnétiques, etc.

A un point de vue plus général, on peut penser que les transformations magnétiques telles que celles du fer à 745°, de la magnétite à 530°, etc., sont des phénomènes nécessaires à une température déterminée chez tous les corps magnétiques, comme sont nécessaires, pour les fluides, les contractions rapides, qui finissent toujours par se produire à une certaine température pendant le refroidissement.

Enfin, au point de vue des théories moléculaires, on pourrait dire, par analogie avec les hypothèses que l'on fait sur les fluides, que l'augmentation rapide de l'intensité d'aimantation se produit quand l'intensité d'aimantation des particules magnétiques est assez forte pour qu'elles puissent réagir les unes sur les autres.

Cependant je ne crois pas qu'il faille exagérer l'importance d'analogies entre phénomènes aussi dissemblables. Il faut surtout ne pas se laisser aveugler par ces analogies au point de ne pas donner de l'importance aux faits caractéristiques qui sont en désaccord avec eux. Si l'on compare, par exemple, les courbes $I = \psi(H)$ avec les courbes $D = \psi(p)$ à température constante, la ressemblance est douteuse [1]. *La courbe d'aimantation stable,* par

[1] La comparaison serait plus exacte en disant qu'il y a seulement analogie entre les courbes $I = \varphi(T)$ à H constant et les courbes $D = \varphi(T)$ à p constant.

exemple, dont nous avons parlé plus haut, p. 89, n'a pas d'analogue chez les fluides, et cette courbe me semble avoir une grande importance puisque c'est elle qui correspond à l'état d'équilibre du magnétisme.

Points de transformation du fer. — En plus du premier point de transformation magnétique normal de 745°, qui a son analogue chez tous les corps ferro-magnétiques, nos expériences indiquent entre 860° et 890° une baisse très rapide et anomale des propriétés magnétiques; à 1280°, un accroissement brusque du coefficient d'aimantation. Entre 925° et 1280°, le fer est un corps comparable aux corps faiblement magnétiques, tels que l'oxygène ou le palladium. Ces résultats me semblent favorables à la théorie de M. Osmond, qui admet qu'au-dessus de 860° le fer se trouve dans un nouvel état allotropique [1] (fer β).

---

[1] M. Arnold et M. Hadfield admettent que c'est à un carbure particulier que sont dues les nouvelles propriétés du fer au-dessus de 860°, le fer n'étant jamais rigoureusement pur.

Vu et approuvé :

Paris, le 29 décembre 1894.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

G. DARBOUX.

Vu et permis d'imprimer :

Paris, le 29 décembre 1894.

Le Vice-Recteur de l'Académie de Paris,

GRÉARD.

SECONDE THÈSE.

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Constitution des corps cristallisés.

Vu et approuvé :

Paris, le 29 décembre 1894.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,

G. DARBOUX.

Vu et permis d'imprimer :

Paris, le 29 décembre 1894.

LE VICE-RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,

GRÉARD.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS ET FILS,
21730 Quai des Grands-Augustins, 55.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS ET FILS,
[illegible] Quai des Grands-Augustins, 55.

3 2044 014 559 850

THE BORROWER WILL BE CHARGED AN OVERDUE FEE IF THIS BOOK IS NOT RETURNED TO THE LIBRARY ON OR BEFORE THE LAST DATE STAMPED BELOW. NON-RECEIPT OF OVERDUE NOTICES DOES NOT EXEMPT THE BORROWER FROM OVERDUE FEES.

1992

NOV 2 0 1992

WIDENER

MAR 0 4 2003

BOOK DUE